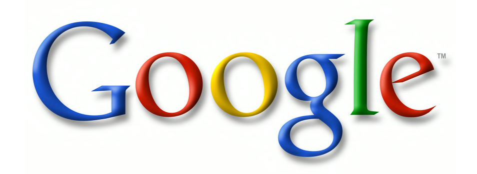
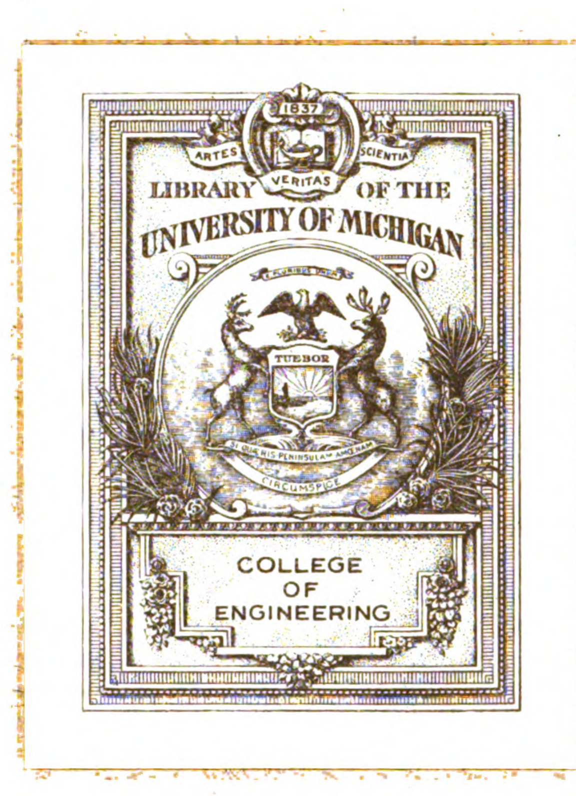



1837
ARTES
VERITAS
SCIENTIA
LIBRARY OF THE
UNIVERSITY OF MICHIGAN
TUEBOR
SI QUAERIS PENINSULAM AMOENAM
CIRCUMSPICE
COLLEGE
OF
ENGINEERING



Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. Dr. **L. W. Austin** (Washington), Postrat Dr. **F. Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. **H. Barkhausen** (Dresden), Dr. **W. Burstyn** (Berlin), Ober-Regierungsrat Dipl.-Ing. **H. Eales** (Berlin-Lichterfelde), Dr. **A. Esau** (Berlin), Prof. Dr. **H. Faßbender** (La Plata), Dr. **L. de Forest** (Berlin), Dr. **E. Grave** (Berlin), Prof. Dr. **F. Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. **G. Leithäuser** (Berlin), Dr. **S. Loewe** (Berlin), Dr. **A. Meissner** (Berlin), Prof. Dr. **H. G. Möller** (Hamburg), Ingenieur Dr. **V. Poulsen** (Kopenhagen), Dr. **L. Pungs** (Berlin), Dipl.-Ing. **B. Rosenbaum** (Berlin), Dr. **K. Rottgardt** (Berlin), Oberingenieur **O. Scheller** (Berlin), Prof. Dr. **L. Sommerfeld** (München)

und unter besonderer Mitwirkung von

Prof. Dr. Dr. ing. h. c. Max Wien und **Prof. Dr. J. Zenneck**

herausgegeben von

Dr. Eugen Nesper

Dreiundzwanzigster Band

Mit 153 Figuren und 1 Tafel im Text



BERLIN W

Verlag von M. Krayn

1924.

Engin.
Harr.

Inhaltsverzeichnis.

A. Originalartikel.

B. Referate.

C. Patentschau.

Sachregister.

Druck von Gebr. Unger, Berlin SW., Bernburger Straße 30.

Band 23. Januar 1924. Heft 1.

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an Dr. Eugen Nesper, Berlin-Friedenau, Trägerstr. 2[1], zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W. 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Ziehvorgänge in induktiv gekoppelten Zwischenkreisröhrensendern.

Von **Wilhelm Runge.**

Überblick und Einleitung.

Die Theorie der Ziehvorgänge des induktiv gekoppelten Zwischenkreisröhrensenders läßt sich in zwei Abschnitte zerlegen. Der 1. Abschnitt beschäftigt sich mit den Vorgängen in zwei gekoppelten Kreisen. Die Durchführung dieser Arbeit liefert Frequenzen, Stromverhältnisse und Phasen. Der 2. Abschnitt behandelt die Vorgänge in der Röhre selber. Er ergänzt das Stromverhältnis, indem er die Amplituden liefert, und gibt die Punkte des Umspringens, Aus- und Einsetzens. Der 1. Teil der Theorie ist von den verschiedensten Autoren behandelt worden. Alle Verfahren laufen darauf hinaus, daß man die Röhre ersetzt denkt durch einen „negativen Widerstand", dessen Größe so gewählt wird, daß die Amplitude einer der auftretenden Schwingungen zeitlich konstant wird. Das ist zulässig, da die Röhre selbsttätig den durch sie dargestellten negativen Widerstand auf diesen Betrag einstellt. Die Diskussion ergibt dann drei wahlweise mögliche Frequenzen. Die weitere Untersuchung muß zeigen, unter welchen Bedingungen diese Frequenzen auftreten und ob sie stabil sind.

Während die Theorie der gekoppelten Kreise, von denen einer durch einen negativen Widerstand angefacht ist, während der andere durch einen Widerstand belastet wird, als geklärt betrachtet werden kann, liegen über den 2. Teil der Theorie — die Erklärung des Ziehens, die Bestimmung der Umspringpunkte — keine so erschöpfenden Ergebnisse vor. Mit Untersuchungen dieser Art haben sich unter anderen beschäftigt Harms[1]), der im wesentlichen Amplitudenkurven untersucht hat, Edler und Glage[2]), die zahlreiche wertvolle Oscillogramme über den Umspringvorgang veröffentlicht haben.

Die vorliegende Arbeit betrachtet in ihrem ersten Teil die Vorgänge an gekoppelten Kreisen nach dem Paulischen Verfahren[3]), in ihrem zweiten Teil sucht sie die Ursache des Umspringens und bestätigt sie experimentell.

[1]) Harms, Jahrbuch f. drahtl. Telegr. Bd. 13, S. 442.
[2]) Edler und Glage, Archiv f. Elektrotechnik, Bd. IX, S. 20, Bd. X, S. 56.
[3]) Pauli, Jahrbuch f. drahtl. Telegr. Bd. 17.

KAPITEL I.

Gekoppelte Kreise.

§ 1. Das Spannungsdiagramm.

Die Differenzialgleichungen der gekoppelten Kreise lauten

$$\frac{dJ_1}{dt} L_{\mathrm{I}} + \frac{dJ_2}{dt} M - A \cdot J_1 + \frac{1}{C_1} \int J_1 dt = o$$

$$\frac{dJ_2}{dt} L_{\mathrm{II}} + \frac{dJ_1}{dt} M + R J_2 + \frac{1}{C_2} \int J_2 dt = o$$

Da bloß zeitlich konstante Amplituden gesucht werden, so stellen sämtliche Glieder beider Gleichungen, wenn man den Ansatz macht

$$J = a \cdot e^{i(\omega t + \varphi)}$$

Vektoren von unveränderlichen Beträgen dar, die mit konstanter Geschwindigkeit rotieren. Statt mit ihnen zu

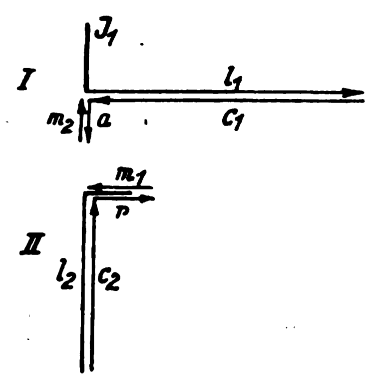


Fig. 1.

rechnen, sollen sie hingezeichnet werden. Das ist gleichbedeutend mit der Aufstellung des Spannungsdiagramms der induktiv gekoppelten Kreise, denn die Gleichung wie das Spannungsdiagramm sagen nur aus, daß die Summe der Spannungen in jedem Kreise stets null sein muß (Fig. 1). Um einfache Verhältnisse zu erhalten, soll zunächst angenommen werden, daß beide Kreise in Resonanz seien, daß ihre Selbst-

induktionen und ihre Kapazitäten gleich seien. Die so gefundenen Ergebnisse lassen sich leicht auf den allgemeinen Fall ausdehnen. Es bezeichnen L, C die Selbstinduktionen und die Kapazitäten, R den Widerstand im Kreise II, A den negativen Widerstand im Kreise I, M die gegenseitige Induktion. Die kleinen Buchstaben c, l, r, m, a bezeichnen die Spannungen, die an den Kreisgrößen liegen. Für den negativen Widerstand wird im folgenden die von Prof. Prantl-Göttingen vorgeschlagene Bezeichnung „Anfachung" benutzt.

Es wird angenommen, daß Kreis II in seiner Eigenfrequenz schwingt. Dann sind die Spannungen c und l an der Selbstinduktion und der Kapazität einander entgegengesetzt gleich und heben sich auf, die Spannung im Widerstand r ist gleichphasig mit dem Strom. Dieser Zustand kann nur bestehen, wenn von Kreis I auf Kreis II eine Spannung induziert wird, die der Spannung r entgegengesetzt gleich ist. Es bleibt dann an dem ebenfalls in Resonanz schwingenden Kreise I die an der Anfachung liegende Spannung a, die der von II auf I induzierten Spannung m_2 entgegengesetzt gerichtet ist und, da über ihren Betrag frei verfügt werden darf, ihr gleichgemacht werden kann. Die Bedingung, daß die Summe sämtlicher Spannungen in beiden Kreisen null sei, läßt sich also, wenn beide Kreise die gleiche Eigenfrequenz haben, erfüllen durch eine Frequenz, die der gemeinsamen Eigenfrequenz gleich ist. Die Phase zwischen den Strömen beider Kreise ist 90°, das Stromverhältnis ergibt sich aus der Bedingung, daß die von I auf II induzierte Spannung gleich der im Widerstand liegenden Spannung sein muß

$$J_1 M \omega = J_2 R$$

$$\frac{J_2}{J_1} = \frac{M\omega}{R}$$

Um dimensionslose Größen zu erhalten, erweitert man die rechte Seite mit L_2 und erhält, solange $L_1 = L_2$ gilt,

$$\frac{J_2}{J_1} = \frac{M}{L_2} \cdot \frac{L_2 \omega}{R} \qquad \omega o\, k = \sqrt{\frac{M}{L_1 L_2}} \text{ der Kopplungskoeffizient}$$

$$\frac{J_2}{J_1} = \frac{k}{d} \qquad d = \frac{R}{L_2 \omega_1} = \frac{\vartheta_2}{\pi} \text{ dem Eigendecrement des}$$

Kreises II proportional ist.

Um die Stabilität zu untersuchen, soll Kreis II gegen Kreis I um einen kleinen Winkel ψ zurückgedreht weredn (Fig. 2). Dadurch wird m_2 im Diagramm des Kreises I um den Winkel ψ verdreht, und es entsteht an I eine Restspan-

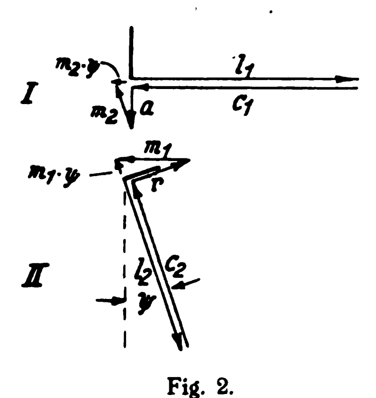


Fig. 2.

nung $m_2\psi$, die die Frequenz des Kreises I zu erhöhen sucht, da sie die Richtung einer kapazitiven Spannung hat. Im Kreis II dreht sich die von Kreis I auf II induzierte Spannung m_1 nicht mit, es entsteht infolgedessen, wie Fig. 2 zeigt, auch an Kreis II eine Restspannung mit $m_2\psi$, die die Frequenz des Kreises II zu erhöhen sucht, da sie die Richtung einer kapazitativen Spannung hat. Man sieht nun:

1. Ist die Koppelung sehr lose, $k < d$, so ist, da ja $\frac{J_2}{J_1} = \frac{k}{d}$

$$J_2 < J_1 \quad m_2 < m_1 \quad \psi m_2 < \psi m_1$$

Die Restspannung an II, ψm_1 ist größer als die an I, die Frequenz von Kreis II wird stärker erhöht als die von Kreis I. Kreis II eilt also vor und gleicht die Störung aus. Bei einer Vordrehung des Kreises II erhält man verzögernde Restspannung, die an II liegende ist größer, Kreis II verzögert sich gegen I und gleicht die Vordrehung wieder aus. Der Zustand ist stabil.

2. Es sei

$$k = d$$

dann ist

$$J_2 = J_1 \quad m_2 = m_1 \quad m_2 \psi = m_1 \psi$$

Die beiden Restspannungen sind gleich, eine kleine Verdrehung wird eine kleine Änderung der Frequenz zur Folge haben, ohne das Gleichgewicht zu stören. Es sind mehrere nahe aneinanderliegende Frequenzen möglich. Der Zustand ist im indifferenten Gleichgewicht.

3. Es sei

$$k > d$$

dann ist

$$J_2 > J_1 \quad m_2 > m_1 \quad \psi m_2 > \psi m_1$$

Die Restspannung an Kreis I ist größer als die von Kreis II. Eine kleine Verdrehung von II hat also eine gleich gerichtete weitere Verdrehung zur Folge. Der Zustand ist labil. Die Labilität beginnt bei dem kritischen Wert

$$\frac{J_2}{J_1} = \frac{M\omega}{R} = \frac{k}{d} = 1$$

oberhalb dessen alle Zustände labil sind. Setzt man im allgemeinen Fall $L_1 \neq L_2$, so erhält man aus der Gleichung

$$\frac{J_2}{J_1} = \frac{M\omega}{R}$$

durch Multiplikation beider Seiten mit $\sqrt{\frac{L_2}{L_1}}$

$$y = \frac{J_2}{J_1}\sqrt{\frac{L_2}{L_1}} = \frac{k}{d}$$

Das indifferente Gleichgewicht (Fall 2), das den stabilen von dem labilen Bereich scheidet, tritt auf, wenn

$$\frac{m_2\psi}{l_1} = \frac{m_1\psi}{l_2}$$

denn die Frequenzänderungen sind dem Verhältnis der Restspannung zur Gesamtspannung proportional. Das ergibt

$$\left(\frac{J_2}{J_1}\right)^2 = \frac{L_1}{L_2} \text{ oder } y = \frac{J_2}{J_1}\sqrt{\frac{L_2}{L_1}} = 1$$

Also ist auch im allgemeinen Fall die kritische Koppelung

$$k_{krit} = d$$

und alle für $L_1 = L_2$ angestellten Betrachtungen über das Stromverhältnis $\frac{J_2}{J_1}$ gelten allgemein für

$$y = \frac{J_2}{J_1}\sqrt{\frac{L_2}{L_1}}$$

Um zu untersuchen, ob in der Umgebung des labilen Zustandes stabile Zustände vorhanden sind, denke man sich den Kreis II in einer Frequenz schwingen, die größer ist als seine Eigenfrequenz (Fig. 3a). Die dem Kreis II fehlende Spannung muß von I auf II induziert werden, weil in Kreis II die Summe sämtlicher Spannungen null sein muß; dann läßt sich durch geeignete Wahl der Größe der Anfachung auch in Kreis I die Summe sämtlicher Spannungen zu null machen. Dieser Zustand ist stabil, wie man durch eine kleine Ver-

drehung von Kreis II gegen Kreis I leicht nachweisen kann. Das entsprechende Bild ergibt sich für eine Frequenz, die niedriger ist als die Eigenfrequenz (Fig. 3 b).

Die Betrachtung der Diagramme ergibt, daß, wenn beide Kreise aufeinander abgestimmt sind, bei loser Koppelung die Frequenz mit der gemeinsamen Eigenfrequenz zusammenfällt. Das Stromverhältnis ist $y = \frac{k}{d}$. Koppelt man fester, so daß $\frac{d}{k} > 1$, wird diese Frequenz labil, es findet sich oberhalb und unterhalb je ein stabiler Wert mit dem Stromverhältnis $y = 1$ und Frequenzen, die nahezu mit den bekannten Koppel-

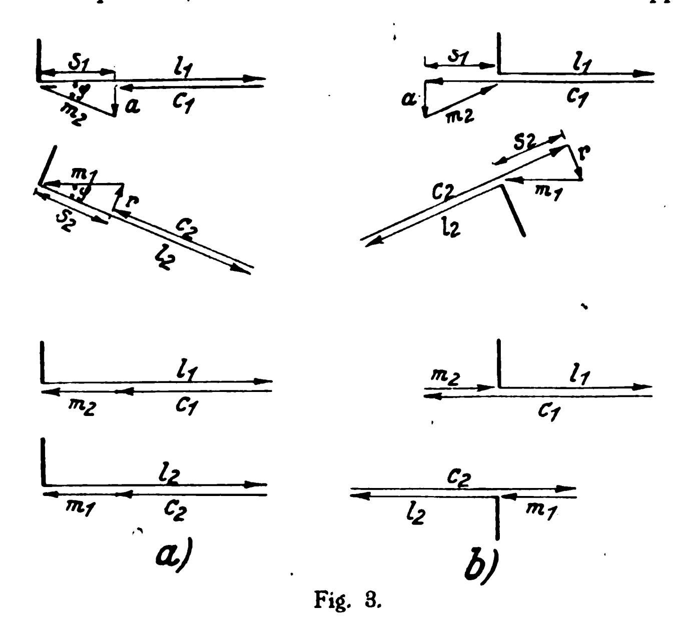


Fig. 3.

frequenzen widerstandsloser Kreise zusammenfallen, wie der Vergleich mit den in Fig. 3 unten eingezeichneten Diagrammen widerstandsloser Kreise zeigt.

§ 2. Rechnung.

Die aus Fig. 3 ersichtliche Bedingung, daß, wenn man einen möglichen Schwingungszustand erhalten will, die beiden Spannungsdreiecke rechtwinklig und ähnlich sein müssen, ist ein Ansatz, um die Frequenzen und Stromverhältnisse zu rechen. Bezeichnet man die Spannungsdifferenz $l - c$ mit s, den imaginären Teil des Widerstandes der Kreise mit S ($J \cdot S = s$), so lauten die Bedingungen der Rechtwinkligkeit und der Ähnlichkeit

$$J_2^2 R^2 + J_2^2 S_2^2 - J_1^2 M^2 \omega^2 = 0$$

$$\frac{J_1 M \omega}{J_2 M \omega} = \frac{J_2 \cdot S_2}{J_1 \cdot S_1} \qquad \omega_0 \qquad \begin{aligned} S_1 &= L_1 \omega - \frac{1}{C_1 \omega} = L_1 \omega \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega_2}\right) \\ S_2 &= L_2 \omega - \frac{1}{C_2 \omega} = L_2 \omega \left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2}\right) \end{aligned}$$

Eliminiert man das Stromverhältnis, so hat man

$$S_2^2 - \frac{S_2}{S_1} M^2 \omega^2 + R^2 = 0$$

Setzt man jetzt die Werte für S ein und dividiert durch $L_2^2 w^2$, hat man

$$\left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2}\right)^2 - \left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2}\right) \frac{M^2}{L_1 L_2 \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right)} + \frac{R^2}{L_2^2 \omega_1^2} \frac{\omega_1^2}{\omega^2} = 0$$

Diese Gleichung deckt sich mit dem Ergebnis von Pauli. Er setzt

$$\frac{\omega_1^2}{\omega^2} = z \quad \frac{\omega_2^2}{\omega_1^2} = \varkappa \quad \frac{R}{L_2 \omega_1} = d \quad \frac{M^2}{L_1 L_2} = k^2$$

und erhält

$$(1 - \varkappa z)^2 - \frac{1 - \varkappa z}{1 - z} k^2 + d^2 z = 0$$

Der Verlauf der Gleichung für verschiedene Koppelungen hat die aus der Paulischen Arbeit bekannte Gestalt (Fig. 4).

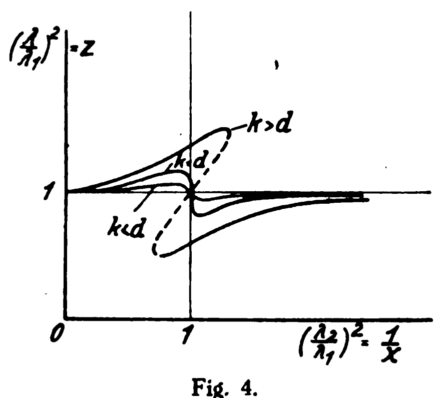


Fig. 4.

Um das Stromverhältnis zu ermitteln, kann man die im Anfang von § 2 aufgestellte Ähnlichkeitsbedingung benutzen

$$\frac{J_1 M \omega}{J_2 M \omega} = \frac{J_2}{J_1} \frac{S_2}{S_1}$$

Setzt man ein

$$S_1 = L_1 \omega \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2}\right)$$

$$S_2 = L_2 \omega \left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2}\right)$$

und führt die Paulischen Bezeichnungen ein, lautet sie

$$\frac{J_2^2}{J_1^2} \frac{L_2}{L_1} = \frac{1 - z}{1 - \varkappa z}$$

Ihre Gestalt gibt Fig. 5.

§ 3. Das Stromverhältnisbild und die Anfachung.

Da in dem System weder Energie erscheinen noch verschwinden kann, sondern die durch die Anfachung zugeführte Energie gleich der durch den Widerstand verzehrten sein muß, ist

$$J_1^2 A = J_2^2 R$$

$$A = R \frac{J_2^2}{J_1^2}$$

Die Anfachung verhält sich zum Widerstand wie die Quadrate der Ströme. Das Stromverhältnisbild (Fig. 5) stellt

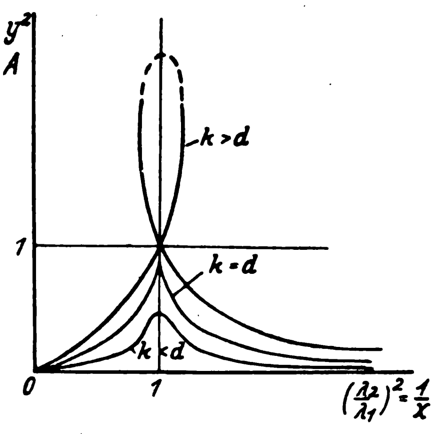


Fig. 5.

also mit verändertem Ordinatenmaßstab die für einen Schwingungszustand erforderliche Anfachung dar. Es ist

$$A = R y^2 \frac{L_1}{L_2}$$

KAPITEL II.

Die Zieherscheinungen.

§ 1. Die Eigenschaften der Röhre.

Eine als Anfachung in den Kreis I geschaltete Röhre weicht in einigen Punkten von dem Idealbild des negativen Widerstandes ab. Zunächst ist die von der Röhre gelieferte Anfachung nicht konstant; es ist nämlich die von der Röhre gelieferte Leistung

$$W = \frac{J_1^2 A}{2}$$

und durch die Abmessungen der Röhre und ihre Betriebsbedingungen ist eine Höchstleistung gegeben, die sie auch bei noch so großen Strömen nicht überschreiten kann. Im allgemeinen nimmt daher die Größe der Anfachung mit wachsendem Strome ab. Darauf beruht die Fähigkeit der Röhre, die Anfachung selbsttätig auf den Wert einzustellen, der zur Erzeugung einer konstanten Amplitude erforderlich ist. Liefert sie nämlich eine größere Anfachung, so wächst der Strom. Mit wachsendem Strome aber muß die Anfachung wieder sinken, bis der alte Zustand erreicht ist. Die Amplitude ist stabil.

Die Veränderlichkeit der Anfachung erklärt aber noch keineswegs die Erscheinung des Ziehens. Nach dem Anfachungsbild (Fig. 5) müßte man erwarten, daß, wenn $k > d$, der Umsprung genau in der Resonanz erfolgt. Unterhalb der Resonanz nämlich schwingt die obere Koppelwelle, die dort, wie das Anfachungsbild zeigt, die geringere Anfachung braucht, während die untere Koppelwelle, die für ihr Bestehen eine größere Anfachung braucht, abklingt, wenn sie durch irgendeine Störung angeregt wird. Überschreitet man nun auf der oberen Koppelwelle vorwärtsgehend die Resonanz, so braucht jenseits der Resonanz die untere Koppelwelle eine kleinere Anfachung als die von der Röhre für die obere Koppelwelle gelieferte. Es müßte also sofort nach Überschreiten der Resonanz die untere Welle anschwellen, ihre Amplitude würde wachsen, die Anfachung würde sinken bis auf den Betrag, den die untere Koppelwelle braucht, und die obere Koppelwelle, die einer größeren Anfachung bedarf, würde abklingen. Statt dessen beobachtet man, daß die obere Koppelwelle über die Resonanz hinaus unter Umständen bis zum Umkehrpunkt durch allmähliche Verstimmung heraufgezogen werden kann, ohne daß die untere Koppelwelle auftritt, obwohl sie zu ihrem Bestehen einer kleineren Anfachung bedarf als für die obere Koppelwelle vorhanden ist. Das entsprechende gilt, wenn man von weit oberhalb der Resonanz kommend auf der unteren Koppelwelle die Resonanz unterschreitet.

Während die Frequenzkurven beim Ziehen dem Frequenzbild Fig. 4 folgen, und sich nur dadurch voneinander unterscheiden, daß die Frequenz mehr oder weniger weit von der Resonanz umspringt, bieten die beim Ziehen aufgenommenen Amplitudenkurven eine Fülle der verschiedensten Erscheinungen. Eine Reihe experimentell aufgenommener Ziehkurven zeigen Fig. 11, 14, 15.

Man sieht, daß man hier nicht mehr mit dem Bild des negativen Widerstandes auskommt, sondern auf das Verhalten der Röhre selbst zurückgehen muß.

§ 2. Die Arbeitslinie.

In den folgenden Betrachtungen wird für das Verhältnis des Anodenstroms zu der Gitterspannung die „Steilheit" *Sa* der Arbeitslinie gebraucht. Da ihre Steilheit nicht konstant ist, soll zunächst die gekrümmte Arbeitslinie unter Vernachlässigung der Oberenwellenerscheinungen durch eine gerade, idealisierte Arbeitslinie ersetzt werden. Die Steilheit dieser idealisierten Arbeitslinie wird im folgenden als mittlere Steilheit $\overline{Sa}$ bezeichnet. Nach Einführung der mittleren Steilheit kann man leicht die Größe der Anfachung angeben, die durch eine Röhre dargestellt wird. Man berechnet sie folgendermaßen: Die von der Röhre gelieferte Energie ist

$$\frac{Ja \cdot Ea}{2} = \frac{\overline{Sa} \cdot Eg \cdot Ea}{2}$$

und muß gleich der durch die Anfachung gelieferten Energie sein

$$\frac{J_1^2 A}{2} = \frac{(Ea\, C_1\, \omega)^2 A}{2}$$

Daraus ergibt sich

$$\overline{Sa}\, Eg = Ea\, C_1\, \omega^2 A$$

und da

$$\frac{Eg}{Ea} = \frac{L_1 g}{L_1}$$

wo $L_1 g$ die gegenseitige Induktion der Gitterkoppelung, und

$$\omega^2 = \frac{1}{C_1 L_1}$$

erhält man für die Größe der Anfachung den Ausdruck

$$A = \frac{\overline{Sa}\, L_1 g}{C_1}$$

Die Anfachung ist der mittleren Steilheit proportional.

Die mit der mittleren Steilheit ansteigende Arbeitsgerade gibt aber das wirkliche Verhalten der Röhre noch nicht vollständig wieder. Unter dem Einfluß der geraden Arbeitslinie müßte, wie im Anfang des Paragraphen entwickelt wurde, die Frequenz genau in der Resonanz umspringen, denn nach Überschreiten der Resonanz erfordert die bisher nicht schwingende Welle eine kleinere Anfachung, als für die bestehende vorhanden ist, und schwillt also an. Bei einer gekrümmten Arbeitslinie dagegen liegen die Verhältnisse

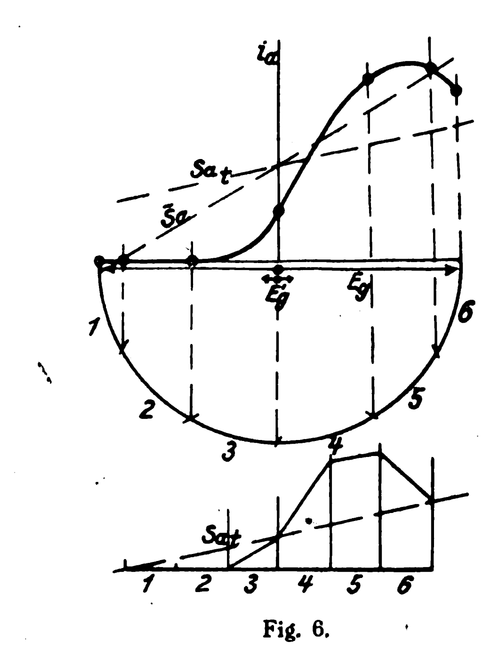


Fig. 6.

anders. Zwar erfordert immer noch die nicht bestehende Frequenz eine kleinere Anfachung als durch die mittlere Steilheit für die bestehende große Amplitude geliefert wird, aber der beim Anschwingen sehr kleinen Amplitude $E^1 g$ steht weder die größte noch auch die mittlere Steilheit der Arbeitslinie



zur Verfügung, denn sie wird von der bestehenden großen Schwingung Eg dauernd auf der Arbeitslinie hin und her verschoben. Die Sinusförmigkeit der großen Schwingung bringt es mit sich, daß die kleine Schwingung den größten Teil der Zeit sich an den flachen Enden der Arbeitslinie aufhält und nur kurze Zeit auf dem steilen Stück der Arbeitslinie. Der zeitliche Mittelwert ist also wesentlich kleiner als die mittlere Steilheit selbst. Um sich von seiner Größe eine Vorstellung zu machen, kann man nach Fig. 6 verfahren.

Auf der Abszisse wird ein Halbkreis gezeichnet, dessen Radius gleich der Gitterspannungsamplitude ist. Die Projektion eines auf diesem Kreis mit gleichförmiger Geschwindigkeit fortschreitenden Punktes auf die Abszisse gibt die Sinusbewegung der Gitterspannung. Da gleichen Bogen gleiche Zeitteile entsprechen, kann man für eine halbe Schwingung die während der einzelnen Zeitteile vorhandene Steilheit aus der Arbeitslinie ablesen und ihren mittleren Wert $Sa\,t$ bilden, indem man sie nach der in Fig. 6 angegebenen Konstruktion aneinander fügt und ihre Endpunkte verbindet.

Die gekrümmte Arbeitslinie kann also vollkommen ersetzt werden durch die Arbeitsgerade mit der mittleren Steilheit, die auf die Grundschwingung den gleichen Einfluß hat wie die gekrümmte Arbeitslinie, und durch den zeitlichen Mittelwert der Steilheit, der die Wirkung der Arbeitslinie auf eine sehr kleine anschwingende Amplitude darstellt. Das Verhältnis des zeitlichen Mittelwertes zur mittleren Steilheit ist stark von der Gestalt der Arbeitslinie abhängig. Es soll im folgenden als Formzahl bezeichnet werden. Da die Anfachungen den Steilheiten proportional sind, gibt sie an, in welchem Verhältnis die für die anschwingende Koppelwelle erforderliche Anfachung zu der für die bestehende Koppelwelle vorhandenen Anfachung stehen muß, damit das Anschwingen möglich ist. Einen Überblick über verschiedene Arbeitslinien, mittlere Steilheiten und Formzahlen gibt die folgende Tabelle.

§ 3. Die Umspringpunkte.

Während die Formzahl der Arbeitslinie das Verhältnis der Anfachung für eine große und für eine gleichzeitig anschwingende kleine Amplitude gibt, läßt sich aus dem Anfachungsbild das Anfachungsverhältnis ableiten, das erforderlich ist, damit bei irgendeiner Verstimmung die kleinere Amplitude anschwingen kann. In Fig. 7 ist das erforderliche Anfachungsverhältnis $F\varepsilon$ als Funktion der Verstimmung eingetragen, das erhalten wurde, indem zusammengehörige Ordinaten der Anfachung für die obere und untere Koppelwelle durcheinander dividiert wurden. Es ist in der Resonanz 1 und nimmt mit wachsender Verstimmung erst rasch, dann langsamer ab. In dasselbe Bild soll die größte Anfachung eingetragen werden, die die Röhre liefern kann.

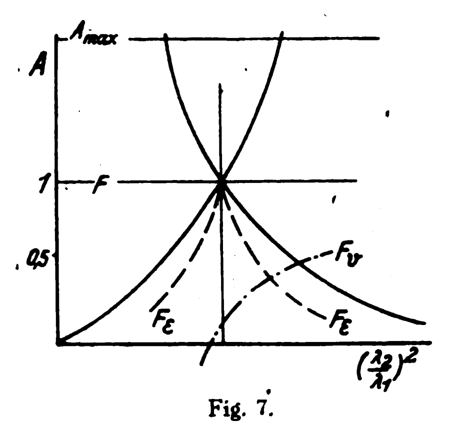


Fig. 7.

$$A\,max = \frac{Sa\,max\,L_1\,g}{C_1} = \frac{S}{1+\frac{Ra}{Ri}}\,\frac{L_1\,g}{C_1}$$

Von weit unterhalb der Resonanz beginnend und auf der oberen Koppelwelle die Resonanz überschreitend, braucht die obere Koppelwelle eine immer größere Anfachung.

Typ der Arbeitslinie	Anodenstrom	mittlere Steilheit	Anfachung	Formzahl	Beispiele
i_a e_g	$\frac{Ja}{\frac{i_s}{2}} = 0 \div 1$	$\bar{S}a \cong Sa_{max} = \frac{S}{1+\frac{Ra}{Ri}}$	$A \cong A_{max} = \frac{Sa_{max}\,L_1\,g}{C_1}$	$F = 1 \div 0{,}7$	Fig. 13. $\xi = 0{,}996$ $\xi = 0{,}993$
i_a e_g	$\frac{Ja}{\frac{i_s}{2}} = 1 \div 1{,}3$	$\frac{\bar{S}a}{Sa_{max}} = 1 \div 0{,}3$	$\frac{A}{A_{max}} = 1 \div 0{,}3$	$F = 0{,}7 \div 0{,}3$	Fig. 10. $\xi = 0{,}966$
i_a e_g	$\frac{Ja}{\frac{i_s}{2}} < 1{,}3$	$\frac{\bar{S}a}{Sa_{max}} < 0{,}3$	$\frac{A}{A_{max}} < 0{,}3$	$F < 0{,}3$	Fig. 9.

Man sieht, wie mit wachsender Anodenstromstärke die mittlere Steilheit und damit die Anfachung abnimmt, ein Verhalten, das schon im Eingang des Kap. II § 1 aus einer Energiebetrachtung gewonnen war. Ferner sieht man, wie mit zunehmender Krümmung der Arbeitslinie die Formzahl, die bei kleinen Anodenströmen den Wert 1 hat, abnimmt und bei stark gekrümmten Arbeitslinien weit unter null heruntergeht. Für die folgenden Betrachtungen ist es anschaulicher, von der Anfachung auszugehen. Mit wachsender Anfachung sinkt der Anodenstrom und wächst die Formzahl. Wenn die erforderliche Anfachung sich dem Höchstwert der Anfachung nähert, nimmt, wie in der Tabelle des vorigen Paragraphen gezeigt war, die Amplitude ab und die Formzahl zu. Trägt man also in das gleiche Bild neben dem erforderlichen Anfachungsverhältnis die vorhandene Formzahl F_v auf, die nichts anderes gibt als das vorhandene Anfachungsverhältnis, so kann zwischen der Resonanz und dem Schnittpunkt der beiden Anfachungsverhältnis-Kurven die kleinere Schwingung nicht anschwingen, da die für sie vorhandene Anfachung kleiner ist als die erforderliche An-

fachung. Jenseits des Schnittpunkts dagegen ist die vorhandene Anfachung größer als die erforderliche Anfachung. Jede kleine Störung, z. B. die Abweichungen des Anodenstroms von der Gestalt einer Sinuskurve, genügt, um die kleine Schwingung anzuregen, deren Amplitude dann wächst, bis unter dem Einfluß ihrer groß gewordenen Amplitude die Anfachung abnehmen muß und die bisher bestehende große Amplitude verlischt. Das heißt: in dem Schnittpunkt der beiden Anfachungsverhältnis-Kurven springt die Frequenz um. Zum Umspringen ist weder erforderlich, daß die bisher bestehende Schwingung bis auf null abnimmt, noch daß die große Schwingung durch eine Störung aus dem Gebiet der Stabilität herausgebracht würde.

§ 4. Experimentelle Nachprüfung.

Um die im § 3 gewonnenen Vorstellungen über die Ursache des Umspringens zu bestätigen, wurde eine Reihe von Messungen ausgeführt. Die benutzte Röhre war eine

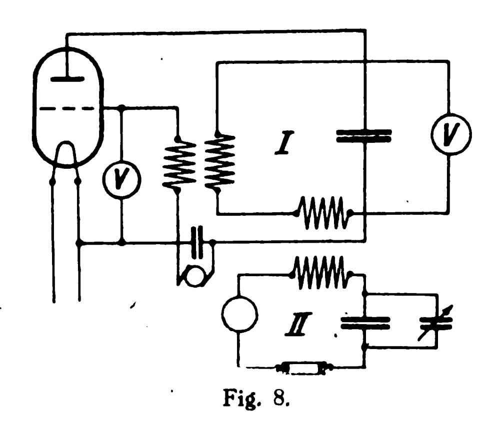


Fig. 8.

Telefunkenröhre *SH* 5519, 5—10 Watt, 2,85 Amp. Heizstrom, 500 Volt Anodenspannung. Das Dekrement des Kreises II betrug $\frac{\delta}{\pi} = d =$ 0,0315, die Koppelung betrug $k = 0{,}087$. Die Schaltung zeigt Fig. 8.

spannung als Funktion der Verstimmung ξ gemessen. Aus der Anodenspannung und der Gitterspannung konnte, da die Anodengleichspannung bekannt war, die jeweilige Arbeitslinie in das Kennlinienfeld eingezeichnet werden. Dann

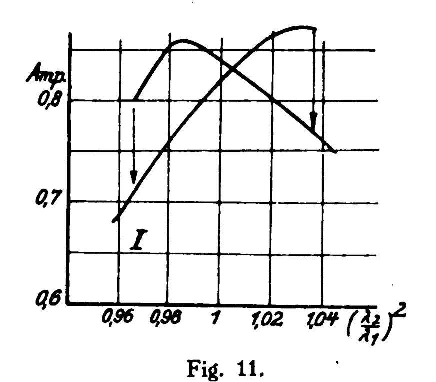


Fig. 11.

wurde nach dem in § 2 entwickelten Verfahren die Formzahl bestimmt.

Fig. 9 zeigt die aufeinanderfolgende Reihe von Arbeitslinien, die sich bei fester Gitterkoppelung während des Fort-

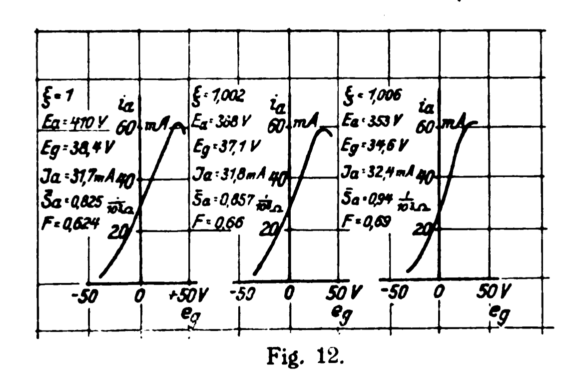


Fig. 12.

schreitens auf der oberen Koppelwelle bis zum Umspringen ergab. Die Fig. 10 die Reihe, die sich unter den gleichen Bedingungen beim Fortschreiten auf der unteren Koppelwelle

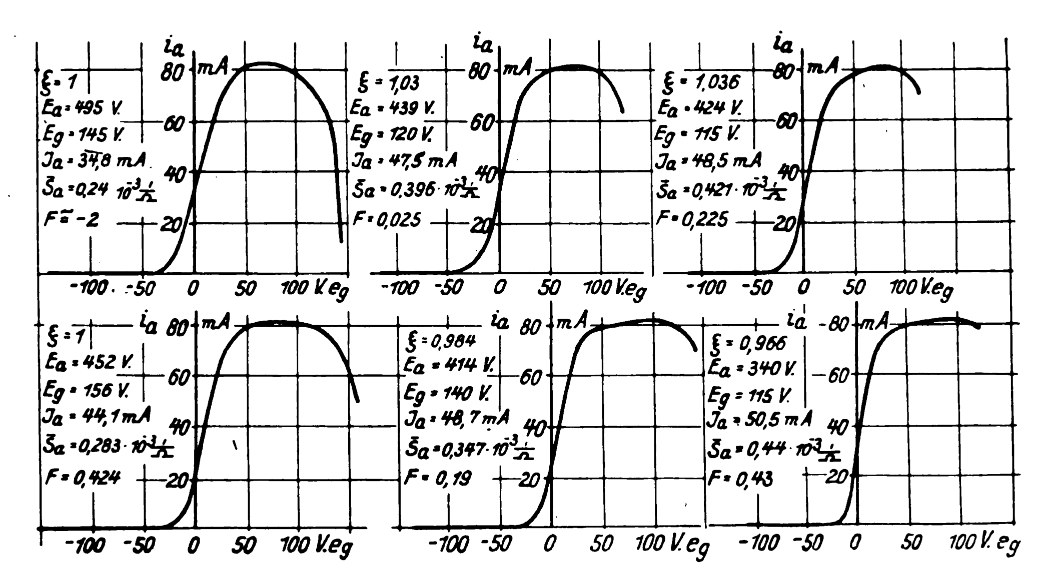


Fig. 9 und 10.

Es wurden nun I. bei einer großen, II. bei einer mittleren und III. bei einer kleinen Gitterkoppelung die Amplituden im Kreis II, die Wechselspannung im Kreis I und die Gitterspannung als Funktion der Verstimmung ... ergab. Die zugehörigen Amplitudenkurven zeigt Fig. 11. Man sieht, wie infolge der Verschiedenheit der Frequenzen die Anodenwechselspannung für die obere und die untere



Koppelwelle verschieden groß ist, so daß die Arbeitslinien verschiedene Gestalt haben und verschiedene Anodenstrom-Amplituden liefern. Man sieht ferner, wie bis zum Umsprin-

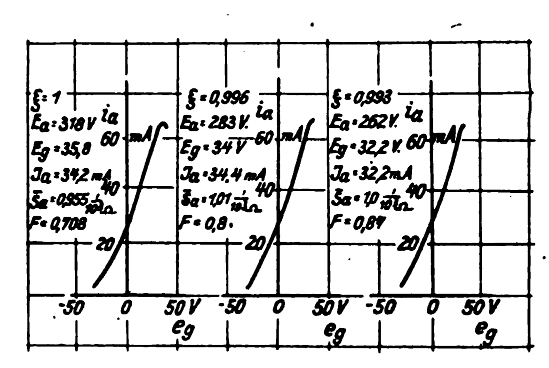


Fig. 13.

gen die Arbeitslinie sich noch nicht sehr gestreckt hat. Die Schwingung springt an einer Stelle um, wo das erforderliche

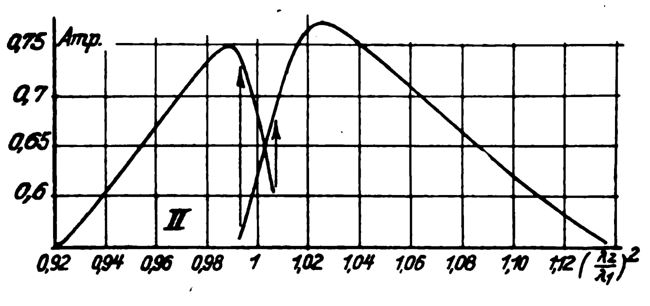


Fig. 14.

Anfachungsverhältnis eine kleine Formzahl zuläßt. In Fig. 16 sind außer dem erforderlichen Anfachungsverhältnis F_ε die

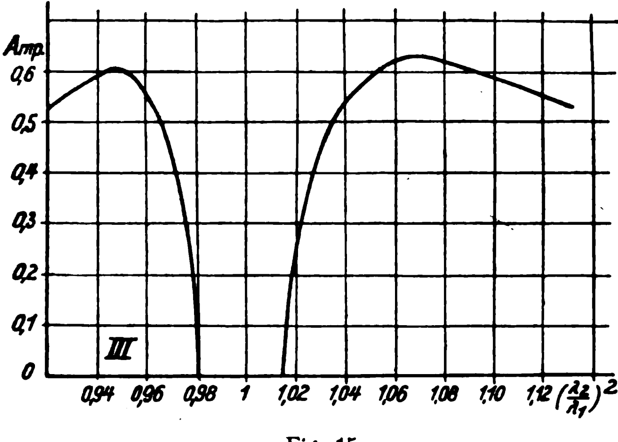


Fig. 15.

an den Arbeitslinien bestimmten Formzahlen $F_{\bar{v}}$ eingetragen. Legt man durch diese eingetragenen Punkte eine Kurve, so schneidet sie das erforderliche Anfachungsverhältnis ziemlich gut in dem beobachteten Umspringpunkt. Die Fig. 12 und 13 zeigen zwei Reihen von Arbeitslinien, die an der oberen und an der unteren Koppelwelle bis zum Umspringen gemessen wurden, während die Anfachungsgerade zwischen den Umkehrpunkten und dem kritischen Punkt des Anfachungsbildes lag. Die zugehörigen Amplitudenkurven zeigt Fig. 14. Man sieht, wie hier die Anfachung dem möglichen Höchstwert ziemlich nahe kommt, die Arbeitslinie sich infolgedessen stark streckt und die Amplitude kleiner wird. Die Bestimmung der Formzahl liefert die ebenfalls in Fig. 16 eingetragenen Punkte, deren Verlängerung auch hier die Kurve des erforderlichen Anfachungsverhältnisses ziemlich genau in den beobachteten Umspringpunkten schneidet. Schließlich zeigt Fig. 15 eine Amplitudenkurve, die mit kleiner Gitterkoppelung erhalten wurde; die Anfachungs-

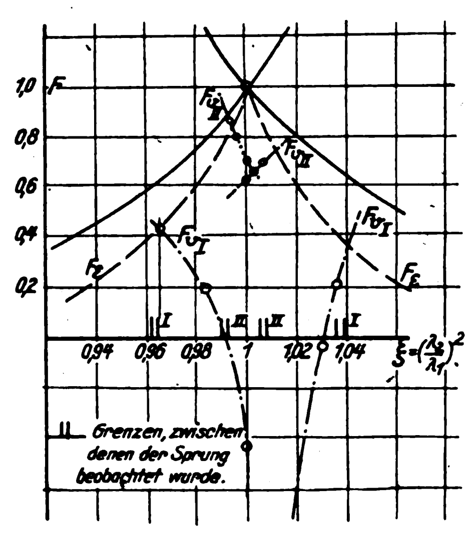


Fig. 16.

gerade liegt unter dem kritischen Punkt des Anfachungsbildes. Die Schwingung setzt vor der Resonanz aus und nach der Resonanz wieder ein.

Zusammenfassung.

Im ersten Teil der vorliegenden Arbeit werden die bei der induktiven Koppelung eines angefachten mit einem gedämpften Kreise auftretenden Schwingungszustände mit Hilfe der Spannungsdiagramme untersucht. Auf diesem Wege wird die Paulische Frequenz- und Amplitudengleichung abgeleitet. Die Diagramme gestatten die Diskussion der Stabilität und der kritischen Koppelung.

Im 2. Teil werden die Abweichungen einer Röhre von dem Indealbild des negativen Widerstandes diskutiert. Entstehung und Gestalt der Ziehkurven und der Vorgang des Umspringens werden beschrieben und durch experimentelle Untersuchungen bestätigt.

Für zahlreiche Anregungen und weitgehendes Entgegenkommen bin ich Herrn Geh.-Rat K. Wirtz-Darmstadt zu großem Danke verpflichtet.

Die Quecksilberlampe als Funkenstrecke und Unterbrecher.

Von **Walter Burstyn.**

Der erste, der die Quecksilberdampflampe als Funkenstrecke zur Erzeugung schneller Schwingungen benutzt und ihre Löschwirkung erkannt hat, war Hewitt (amer. Pat. 780 999 u. a.). Im Jahre 1907, nach den ersten Veröffentlichungen Wiens über Stosserregung, bildete die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie einen Löschfunkensender mit Quecksilberfunkenstrecke aus, der aber nie praktische Verwendung fand. Etwas später machte Glatzel[1]) ausführliche Untersuchungen auf demselben Gebiete.

Bei allen diesen Versuchen war die Qu.-L. wie eine gewöhnliche Funkenstrecke geschaltet. Das Zünden (Durchschlagen) der Gasstrecke erfolgt unmittelbar durch die angelegte Spannung, das Löschen (Nichtleitend-Werden) tritt erst nach einer Anzahl von Schwingungen ein.

Im Folgenden wird eine Reihe von Anordnungen beschrieben, bei welchen das Durchschlagen der Lampe nicht durch Steigern der an sie gelegten Spannung bewirkt, sondern unabhängig von derselben durch künstliche Zündung ausgelöst wird. In der Anwendung auf die Qu.-L. als Funkenstrecke hat diese Steuerung eine gewisse Ähnlichkeit mit der künstlichen Zündung von Löschfunkenstrecken nach Meissner, ist aber von dieser entstanden.

Das Zünden.

Um den Bogen von Beleuchtungsquecksilberlampen ohne Kippen derselben einzuleiten, hat Hewitt sie mit dem „starting band" versehen. Es besteht aus einem Metallbande *z* (Fig. 1), das in der Höhe der Quecksilberoberfläche

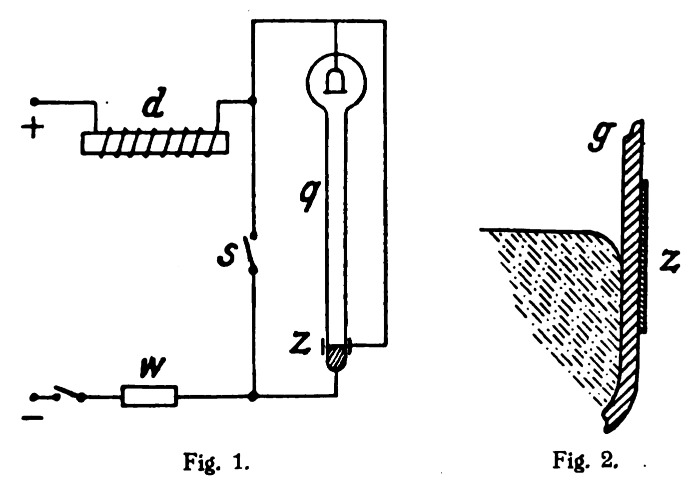


Fig. 1. Fig. 2.

außen um das Glas gelegt und mit dem anderen Pole der Lampe *q*, der Anode, verbunden ist. Außer dem Vorschaltungswiderstande *w* liegt vor der Lampe eine Drosselspule *d*; diese erzeugt beim plötzlichen Öffnen des Schalters *s* eine Überspannung an den Polen der Lampe, die aber zum Zünden nicht ausreichen würde, wenn nicht der kapazitive Zündpol *z* vorhanden wäre. Er bildet (Fig. 2) mit dem Quecksilber einen Kondensator, dessen Dielektrikum die Glaswand *g* der Lampe ist. Zwischen ihr und dem konvexen Quecksilberrande bleibt ein keilförmiger Raum, und diese dünne Gasschicht wird beim Ansteigen der Spannung vom Verschiebungsstrome durchschlagen. Es entstehen kleine Fünkchen, die die Ionisation einleiten.

Hewitt hat m. W. den Zündpol immer mit der Anode verbunden. Der Zündvorgang läßt sich jedoch viel besser beobachten und beherrschen, wenn man den Zündpol durch eine besondere Hochspannungsquelle, z. B. einen kleinen Funkeninduktor mit Selbstunterbrecher, erregt, die man zwischen Kathode und Zündpol legt. Bei offenem Hauptstromkreise kann man die Zündfünkchen deutlich

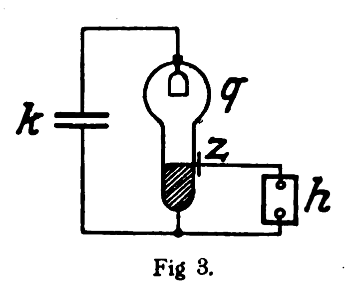


Fig 3.

sehen. Durch elektrostatische Kräfte gerät außerdem die Quecksilberoberfläche in Wellenbewegung, die die Zündung offenbar befördert; denn wenn manchmal eine Lampe schwer zündet, kann man durch Klopfen nachhelfen.

Daß beim Zünden tatsächlich negative Elektrizität aus der Quecksilberoberfläche frei wird, beweist der Versuch nach Fig. 3. Läßt man den Induktor *h* spielen, so lädt sich der der Qu.-L. parallel gelegte Kondensator *k* langsam auf einige Hundert Volt auf.

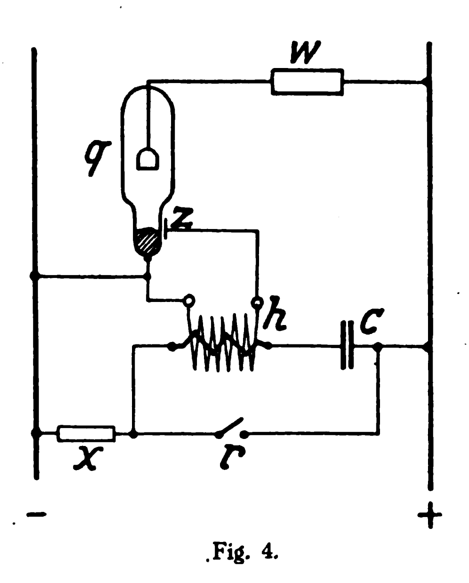


Fig. 4.

Es ist keineswegs erforderlich, daß der Zündpol das Lampenrohr rings umgibt oder sich dicht an das Glas legt. Eine in richtiger Höhe genäherte Drahtspitze genügt.

Eine bequeme Schaltung, um die einige Tausend Volt betragende Spannung für den Zündpol aus der Betriebsspannung der Lampe zu gewinnen, zeigt Fig. 4. An das Netz wird über einen hohen Vorschaltwiderstand *x* ein

[1]) Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 2. 1908. S. 65.

Kondensator c (etwa $^1/_4$ Mf) in Reihe mit der Primärspule eines kleinen Induktors h gelegt. Schließt man den Schalter r, so entlädt sich der Kondensator durch die Primärspule, und in der Sekundärspule entsteht die gewünschte Hochspannung. — Zwecks periodischer Zündung wird der Schalter r durch einen kleinen Motor o. dgl. betrieben.

Das Löschen.

Eine brennende Quecksilberlampe läßt sich durch Parallelschalten eines geladenen Kondensators löschen [2]; dies gelingt mit sehr geringen Ladungen, wenn nur der Löschkreis eine so kurze Wellenlänge besitzt, daß die Amplitude des Entladungsstromes größer ist als der Gleichstrom. Dann wird infolge der Überlagerung beider Ströme der Lampenstrom wenigstens einen Augenblick lang gleich Null, und die Lampe erlischt. Es bedeute

k die Kapazität des löschenden Kondensators,
λ die Wellenlänge des Löschkreises,
e die Ladespannung des Kondensators,
v die Spannung an den Klemmen der Lampe (bei kurzen, weiten Lampen etwa 15 Volt),
i die Stärke des Gleichstroms, mit dem die Lampe brennt,
J die Amplitude des Entladungsstromes des Kondensators,
c die Lichtgeschwindigkeit.

Dann ist nach bekannten Formeln unter Vernachlässigung der Ohmschen Widerstände

$$J = 2\pi c \frac{k(e \pm v)}{\lambda};$$

das Vorzeichen $+$ gilt, wenn der Kondensator mit verkehrter Spannung an die Lampe gelegt wird.

Ist z. B. $k = 0{,}01$ Mf, $e = 35$ V und $\lambda = 0{,}1$ km (was Zuleitungsdrähten von einigen dm Länge entspricht), so beträgt J ungefähr 10 A, und man kann in der Tat eine Qu.-L. dieser (und jeder geringeren) Stromstärke damit zum Erlöschen bringen. Ganz genau trifft die Rechnung nicht zu, weil einerseits die vernachlässigten Ohmschen Widerstände die Amplitude J etwas herunterdrücken, anderseits die Lampe schon erlischt, wenn der Strom noch etwas über Null beträgt.

Man merkt dies daran, daß auch das Parallellegen eines ungeladenen Kondensators die Lampe zum Erlöschen bringen kann, obwohl dabei die Stromstärke nicht ganz auf Null sinkt.

Die obige Formel für den Entladungsstrom des Löschkreises läßt sich auch schreiben:

$$J = \sqrt{\frac{k}{l}}\,(e \pm v),$$

wobei l die Selbstinduktion im Kreise bedeutet. Danach bleibt die Amplitude ungeändert, wenn man k und l im selben Maße verkleinert; die Welle wird aber dabei kürzer, und der Versuch zeigt, daß auch die Löschwirkung sinkt; unter Verhältnissen, die mit langer Welle noch Löschen ergeben, gelingt es mit wesentlich kürzerer Welle nicht mehr. Daraus erhellt, daß es nicht nur auf die Stärke des Löschstromstoßes ankommt, sondern auch auf seine Dauer, also darauf, daß die Qu.-L. (vermutlich insbesondere der Kathodenfußpunkt) abzukühlen Zeit hat. Freilich zählt diese Zeit nach Zehnmilliontel Sekunden, während eine in freier Luft brennende Kohlenbogenlampe von selbst wieder zündet, wenn man den Strom einige Zehntelsekunden ausgeschaltet hat.

[2]) Diese und ähnliche Schaltungen bildeten den Gegenstand meines D.R.P. 212 563 „Aus einer Quecksilberdampflampe bestehendes Relais", angem. im April 1908.

Fig. 5 zeigt, wie die Betriebsspannung selbst zum Aufladen des löschenden Kondensators benutzt werden kann, indem ihm ein hoher Widerstand a (einige 1000 Ohm) vorgeschaltet werden. Der Stromstoß, der beim Schließen des Schalters r durch die Lampe fließt, hat eine dem Gleichstrome entgegengesetzte Richtung.

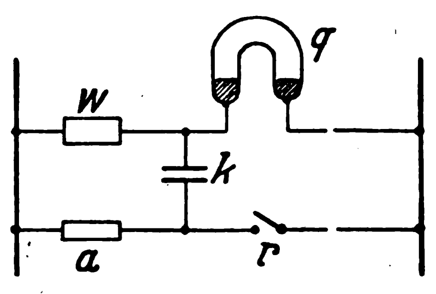


Fig. 5.

Das Überlagern eines löschenden Stromstoßes kann auch in der Schaltung nach Fig. 6 erfolgen. Der Qu.-L. liegt ein Schwingungskreis $k_1\,l_1$ parallel, der mit einem zweiten Kreise $k_2\,l_2$ gekoppelt ist, in welchem, beispielsweise mittels einer Funkenstrecke, Schwingungen erzeugt werden. Die Wirkung ist bei Resonanz der Kreise am stärksten, und die Empfindlichkeit kann soweit getrieben werden, daß sie der eines Kohärers kaum nachsteht. Dazu ist erforderlich, die Lampe mit so schwachem Strome brennen zu lassen, daß sie gerade nicht von selbst erlischt. — Das Löschen war noch

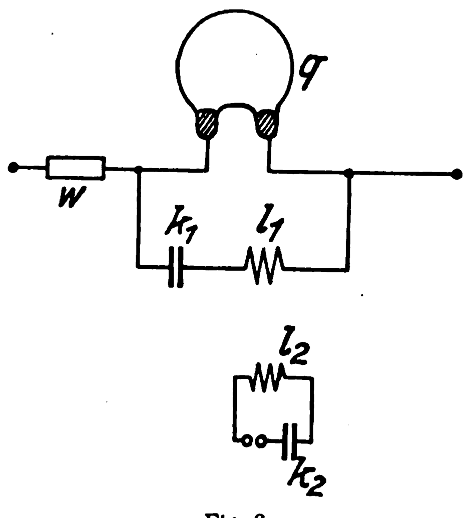


Fig. 6.

bei einer Wellenlänge von etwa 30 m ausführbar, woraus sich eine Dauer des Löschstromstoßes von weniger als 10^{-7} Sek. berechnet [3]).

Die Quecksilberlampe als Schwingungsventil.

An eine Gleichstromspannung von 100 oder mehr Volt werde in Reihe eine Qu.-L., ein Kondensator und eine Selbstinduktionsspule (nicht zu kurze Zuleitungen genügen) gelegt. Da die kalte Lampe nicht leitet, zeigt ein dem Kondensator paralleles statisches Voltmeter keine Spannung an. Nun wird die Lampe auf eine der oben beschriebenen Arten gezündet. Man sieht sie kurz aufleuchten, und das Voltmeter steigt auf fast die doppelte Netzspannung. Dies erklärt sich folgendermaßen:

[3]) Löschschaltungen ähnlich den beschriebenen sind auch bei Metallichtbögen in Luft anwendbar; vgl. Jahrbuch d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 1915, S. 286.



Wäre der Kondensator statt über die Lampe durch Schließen eines Schalters aufgeladen worden, so wäre seine Spannung v von Null auf die Netzspannung V gestiegen, und zwar in Form einer gedämpften Schwingung. (Punktierte Kurve der Fig. 7.) Die Lampe hat diese Schwingung nach der ersten halben Welle, als der Strom i zum ersten Male wieder auf Null gesunken ist, durch ihr Erlöschen unterbrochen. In diesem Augenblicke beträgt aber die Spannung v angenähert das Doppelte der Netzspannung V.

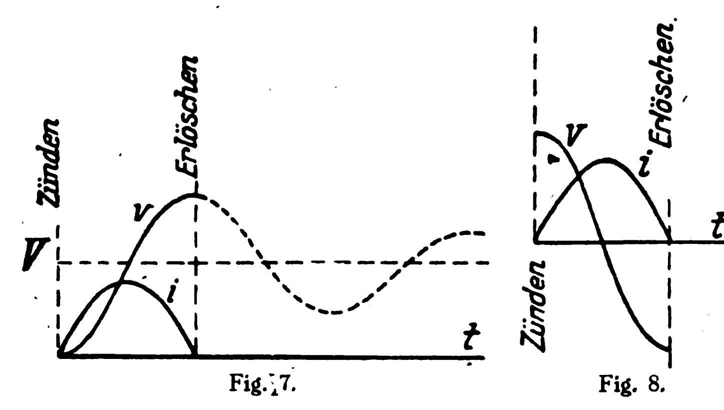


Fig. 7. Fig. 8.

Ähnlich ist folgender Versuch: Der Qu.-L. liegt über nicht zu kurze Zuleitungen ein geladener Kondensator und ein statisches Voltmeter parallel. Wird nun die Lampe gezündet, so blitzt sie auf und das Voltmeter sinkt ein wenig. Mittelst eines ballistisch wirkenden Drehspuleninstrumentes kann man zeigen, daß sich die Ladung des Kondensators umpolarisiert hat. Fig. 8 stellt den Verlauf von Spannung v und Strom i dar.

Diese und ähnliche Versuche gelingen ebenso gut mit einer Lampe, die zwei Quecksilberpole besitzt wie mit einer solchen, deren Anode aus einem festen Metalle (z. B. Eisen) besteht. Die die Ventilwirkung bedingende Asymmetrie besteht einzig in der Zündung.

Die Quecksilberlampe als gezündete Funkenstrecke.

Eine Lampe sei an ein Gleichstromnetz über einen Widerstand gelegt, der so hoch bemessen ist, daß sie nicht dauernd brennen kann. Ein Schwingungskreis liege ihr parallel. Wird die Lampe gezündet, so wechselt die Ladung des Kondensators, wie oben beschrieben, ihr Vorzeichen, worauf die Lampe erlischt; hierauf lädt das Netz den Kondensator verhältnismäßig langsam wieder auf. Eine abklingende Schwingung wie bei einer gewöhnlichen Funkenstrecke kann nicht zustande kommen.

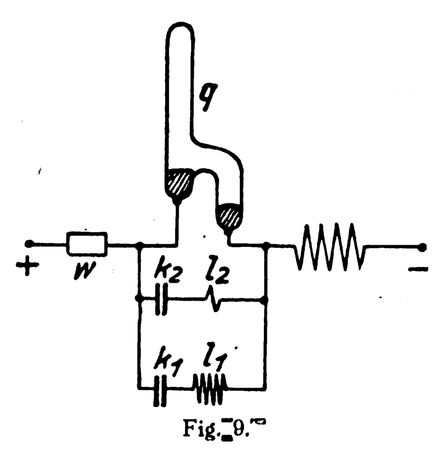


Fig. 9.

Schaltet man jedoch nach Fig. 9 der Lampe zwei Schwingungskreise $k_1\,l_1$ und $k_2\,l_2$ parallel, wobei angenähert $k_1 = k_2$, l_1 aber mehrmals größer als l_2 ist, so verläuft der Entladungsvorgang anders. Zunächst beginnen beide Kreise sich unabhängig voneinander durch die Lampe zu entladen. Die Amplituden der Entladungsströme i_1 und i_2 (Fig. 10) verhalten sich umgekehrt wie die betreffenden Wellenlängen. In der Lampe fließt die Summe beider Ströme; sie beträgt Null, wenn etwas mehr als eine halbe Periode des schneller

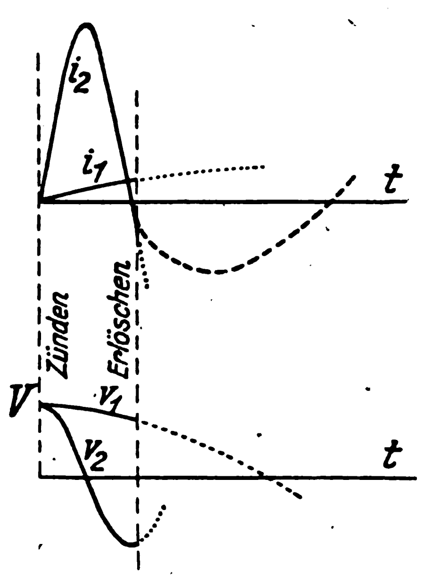


Fig. 10.

schwingenden Kreises 2 nach der Zündung verflossen ist. In diesem Augenblicke erlischt die Lampe; k_1 hat kaum angefangen, sich zu entladen, k_2 aber hat sich bereits völlig umpolarisiert. Die beiden Kondensatoren können sich daher jetzt in dem geschlossenen Kreise $k_1\,l_1\,l_2\,k_2$ gegenseitig entladen, und zwar in Form einer wenig gedämpften Schwingung, deren Frequenz $\sqrt{\frac{k(l_1+l_2)}{2}}$ beträgt und praktisch in der Mitte zwischen den Frequenzen der beiden Kreise liegt [4]).

Etwas weniger günstig ist die Schaltung nach Fig. 11. Die Kondensatoren k_1 und k_2 besitzen gleiche Kapazität;

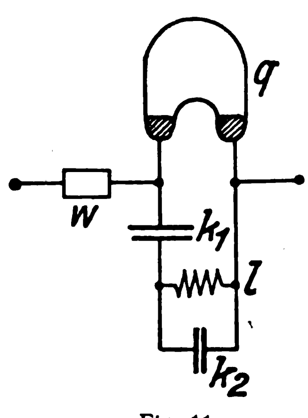


Fig. 11.

Stoßkreis $k_1\,l_1$ und Sekundärkreis $k_2\,l_1$ sind zu fast 100% miteinander gekoppelt. Bei solch extrem fester Kopplung wird die kürzere Kopplungswelle nur wegen der Selbstinduktion der Zuleitungen nicht unendlich kurz. Es ist dies die Welle des Kreises $k_1\,q k_2$, und auf dieser Bahn und in

[4]) Diese Anordnung ist in der deutschen Patentschrift 270 312 (angemeldet 1911) beschrieben.

einer halben Periode seiner Frequenz vollzieht sich nach dem Zünden der Lampe zunächst die Übertragung der Ladung von k_1 auf k_2, worauf der Kreis k_2 l_1 in seiner Eigenwelle weiterschwingt. Vgl. Fig. 12.

Bei Transformation kann man ganz so feste Kopplungen nicht erreichen, gewinnt aber den — namentlich für den

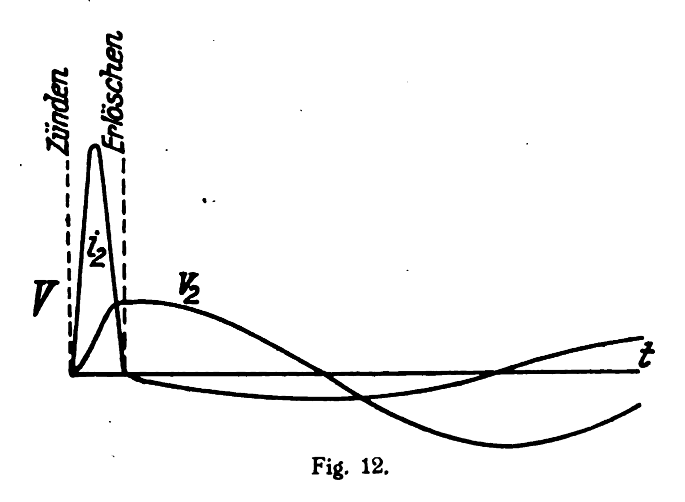


Fig. 12.

Betrieb eines Luftdrahtes (Fig. 13) — wichtigen Vorteil, daß die primäre Kapazität groß gewählt werden kann.

Bei diesen Schaltungen läßt sich die Zahl der Zündungen auf mehrere Tausend in der Sekunde bringen, und die Schwingungen sind sehr regelmäßig. Für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie sind aber die erreichbaren Leistungen zu klein. Mit der Anordnung nach Fig. 9 konnte ich bei einer Wellenlänge von 1 km und bei 1000 Funken i. d. S. kaum 100 Watt in einer Lampe umsetzen. Es liegt dies daran, daß einerseits die Kapazität der Kondensatoren mit Rücksicht auf die Wellenlänge nicht beliebig groß gewählt werden kann, anderseits etwa 600 V die Grenze für die Betriebsspannung ist, bei der noch keine Rückzündungen auftreten, wenn die Frequenz hoch ist. Bestand hingegen die Selbstinduktion l_1 aus der Primärspule eines großen

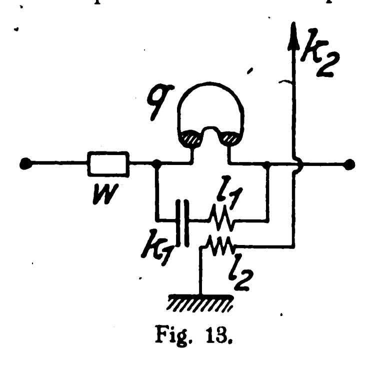


Fig. 13.

Funkeninduktors und wurden Kondensatoren von je 1 Mf benützt, so erhielt man aus der Sekundärspule tönende Lichtbögen von einigen Dezimetern Länge.

Sehr geeignet sind die Anordnungen — besonders jene mit induktiver Kopplung — wegen ihrer Einfachheit für Meßzwecke. Bei 220 V erhält man leicht einige Watt Schwingungsleistung. Die bekannte Summerschaltung liefert dagegen bestenfalls einige Milliwatt, und eine Röhrenapparatur ist unvergleichlich umständlicher.

Vor- und Nachteile der künstlichen Zündung.

Bei der Quecksilberfunkenstrecke ohne künstliche Zündung wird die volle Durchschlagspannung ausgenützt. Sie ist aber nicht konstant, hängt vielmehr von der Reinheit und dem Vakuum der Lampe ab, sinkt daher mit der zunehmenden Erwärmung während des Betriebes und im allgemeinen auch mit dem Alter der Lampe. Ebenso veränderlich ist die Löschwirkung, die wieder ein Schwanken des günstigsten Kopplungsgrades, daher bei gleichbleibender Kopplung Schwankungen der Leistung zur Folge hat.

Diese Nachteile beseitigt die Steuerung der Entladungen mittels künstlicher Zündung, vorausgesetzt, daß man unter jener Spannung bleibt, bei der Rückzündungen auftreten. Die Energie jeder Entladung ist dann nur von der angelegten Spannung abhängig und kann durch Ändern derselben stetig geregelt werden. Bei Betrieb mit Gleichstrom ist auch die Funkenfolge in beliebigen Grenzen regelbar. Die vollkommen feste Kopplung bringt die Verluste in der Qu.-L. wegen des kurzen Stromdurchganges auf ein Minimum.

Die Quecksilberlampe als Unterbrecher.

In der Schaltung nach Fig. 5 ist die Quecksilberlampe ohne weiteres als Unterbrecher für Funkeninduktoren u. dgl. zu verwenden. Der betreffende Apparat ist an Stelle des Widerstandes *w* einzufügen. Die Unterbrechung erfolgt mindestens ebenso plötzlich wie bei irgendeinem anderen Unterbrecher, da die Kapazität des Kondensators *k* sehr klein ge-

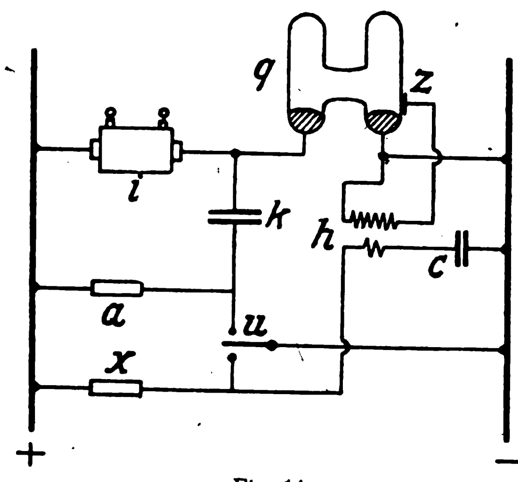


Fig. 14.

wählt werden kann. Begrenzt ist sie dadurch, daß der Extrastromstoß den Kondensator auf nicht mehr als die Durchschlagspannung der Lampe (reichlich 1000 V) laden darf.

Um periodische Unterbrechungen zu erhalten, muß die Qu.-L. abwechselnd gezündet und gelöscht werden. Fig. 14 zeigt die einfachste Schaltung dafür. Der Umschalter *u* bewirkt in seiner unteren Stellung das Zünden, in der oberen das Löschen. Er wird zweckmäßig kollektorartig gebaut und von einem kleinen Motor angetrieben. Die Zahl der Unterbrechungen kann leicht auf 1000 i. d. S. gesteigert werden.

Bei größeren Leistungen und hoher Unterbrechungszahl stören mitunter die Schwingungen, die nach jeder Unterbrechung durch die Primärspule des Induktors *i*, den Kondensator *k* und das Netz pendeln und sich beim folgenden Öffnen des oberen Schalterkontaktes als Lichtbogen bemerkbar machen.

Dieser Übelstand wird durch die Anordnung nach Fig. 15 vollständig vermieden.[5])

[5]) Sie rührt von meinem damaligen Mitarbeiter, Herrn E. Werndl, her.



Der die Löschung bewirkende Kontakt ist durch eine zweite kleine Quecksilberlampe y ersetzt. Die beiden Lampen werden mittelst zweier Zündinduktoren und des Umschalters u abwechselnd gezündet. Letzterer führt also nur mehr die nach Hundertstel Ampères zählenden Zündströme. Gleichzeitig ergibt sich ein weiterer, beim Betriebe von

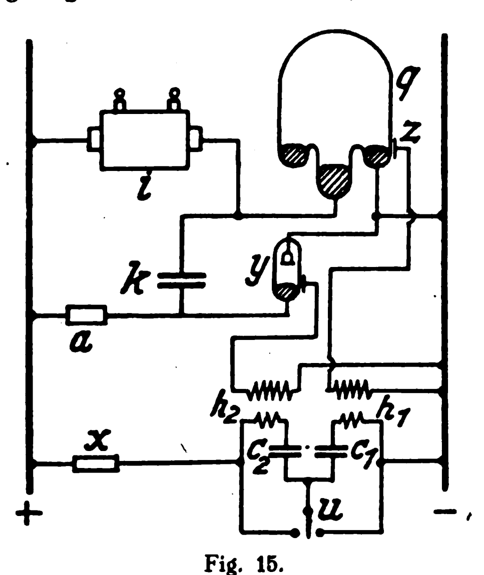


Fig. 15.

Röntgenröhren erwünschter Vorteil: Die erwähnte Schwingung wird durch die Löschwirkung der Lampe y schon nach der ersten Viertelperiode unterbrochen, so daß eine Umkehr des Sekundärstromes, die verkehrtes Röntgenlicht erzeugen kann, verhindert wird.

Formen der Quecksilberlampe.

Für die Quecksilberfunkenstrecke ohne künstliche Zündung wurde meist die in Fig. 6 dargestellte Form benutzt; der große Raum dient dabei nur zur Kühlung des entstehenden Quecksilberdampfes. Bei der gesteuerten Funkenstrecke ist nicht nur die Gesamtleistung geringer, sondern auch — wegen der festen Kopplung — der Anteil derselben, welcher in der Qu.-L. verloren geht. Man braucht daher auf Kühlung nicht eigens zu achten. Ich verwendete gewöhnlich eine der in den Fig. 4 und 9 gezeichneten Formen, wobei der Durchmesser der Röhre an der Quecksilberoberfläche etwa 25 mm betrug.

Die gleichen Lampen können auch als Unterbrecher dienen. Bei Strömen von einigen Ampères aufwärts genügt aber die Kühlwirkung nicht mehr. Es wurde dann die Form nach Fig. 15 benutzt; der obere Quecksilberpol besteht aus einer kreisförmigen Rinne, in der das im weiten Teile der Röhre kondensierte Quecksilber sich sammelt, wobei der Überschuß zum unteren Pole abfließt.

Die Lebensdauer der Quecksilberlampe.

Die zur Beleuchtung dienenden Quecksilberlampen können einige Hundert Stunden brennen. Bei der Verwendung als Funkenstrecke ist die Lebensdauer viel geringer. Die Quecksilberoberfläche wird unrein und legt sich an das Glas an, der Kathodenfußpunkt bevorzugt eine bestimmte Stelle des Quecksilberrandes, an der das Glas schließlich springt; vorher schon hat die Durchschlagsfestigkeit der Lampe abgenommen. Ursache dieser Erscheinungen dürften nicht freiwerdende Gase sein, sondern die Reduktion des Glases durch das ultraviolette Licht der Lampe und namentlich durch die vom Kathodenfußpunkte ausgehenden Kathodenstrahlen. Spuren von Kalium könnten sehr wohl die erwähnten Störungen hervorrufen.

Dafür spricht folgende Beobachtung: Lampen, die längere Zeit mit starkem Strom gebrannt hatten, ließen manchmal auch nach dem Erkalten einen Glimmlichtstrom von einigen Milliampères durch, wenn sie an 440 V gelegt wurden. Die Lampe leuchtet dabei grün. Das Glimmlicht erlischt, wenn man die Klemmenspannung unter das Kathodengefälle (etwa 320 V) bringt. Durch Vermindern des Vorschaltwiderstandes geht das Glimmlicht niemals freiwillig in einen Lichtbogen über, wohl aber meistens, wenn man die Lampe erschüttert.

Zusammenfassung.

Die Quecksilberlampe läßt sich mit Hilfe des Hewittschen „starting band" durch eine (z. B. von einem kleinen Funkeninduktor erzeugte) Hilfsspannung künstlich zünden, so daß sie auch von niedrigen Spannungen durchbrochen wird. Eine so gezündete Lampe ist als gesteuerte Stoßfunkenstrecke für vollkommen feste Kopplung verwendbar, wobei Gleichstrom von einigen Hundert Volt als Betriebsspannung dient.

Eine brennende Quecksilberlampe wird durch Parallellegen eines geladenen Kondensators zum Erlöschen gebracht. Diese künstliche Löschung in Verbindung mit künstlicher Zündung gestattet, die Lampe als gesteuerten Unterbrecher für Funkeninduktoren usw. zu benutzen.

Für beide Verwendungsweisen wird eine Anzahl von Schaltungen beschrieben.

Typisierung von Dreielektrodenröhrensendern.

Von **Heinrich Wigge.**

Bei der Fülle der Oszillatorschaltungen, die mit einer Dreielementröhre möglich sind, fehlte es bisher an einer Typisierung, die es ermöglichte, alle denkbaren Röhrenschaltungen mathematisch einheitlich zu erfassen, und zu allgemein gültigen Formeln zu gelangen. Die große Fülle der Schaltungsmöglichkeiten beruht auf der großen Zahl der Kopplungen, durch welche die drei Elektroden mit dem schwingenden System verbunden sein können.

Die Kopplung zwischen zwei Stromkreisen besteht entweder aus einem beiden Stromkreisen gemeinsamen Widerstandszweige, der Kapazität, Selbstinduktion und Ohmschen Widerstand in Serie enthalten kann, oder aus rein induktiver Kopplung, oder aus kapazitiver Kopplung, wie sie Fig. 2a zeigt, oder aus einer Kombination dieser drei Arten. Es läßt sich zeigen, daß die rein induktive Kopplung der Fig. 1a ersetzt werden kann durch die Anordnung der Fig. 1b, wo

$$L' = -M, \ L'_1 = L_1 + M, \ L'_2 = L_2 + M.$$

Die induktive Kopplung ist hier also schematisch ersetzt durch einen widerstandslosen gemeinsamen Zweig mit einer nega-



tiven Selbstinduktion. Je nach der Richtung der Magnetfelder kann M auch das umgekehrte Vorzeichen haben. Ähnlich kann man die Schaltung der Fig. 2 a ersetzen durch die der Fig. 2 b, in welcher

$$C' = \frac{C_1 C_2}{C}, \; C_1' = C_1 \frac{C_1 C_2}{C_1 C_2 - C(C_1 + C_2)},$$
$$C'_2 = C_2 \frac{C_1 C_2}{C_1 C_2 - C(C_1 + C_2)}.$$

Die Größen C_1' und C_2' können negative Werte haben, wenn C groß ist. Man kann also symbolisch jede Kopplung darstellen durch einen Zweig, welcher beiden Kreisen gemeinsam ist unter eventueller Hinzufügung einiger Schaltelemente in die beiden Kreise. Alle möglichen Kopplungsarten werden dargestellt durch das Symbol der Fig. 3, welches nichts anderes darstellt als eine Verallgemeinerung des symbolischen Wechselstromwiderstandes. Dieser Kopplungswiderstand $\mathfrak{R}$ ist im allgemeinsten Falle mathematisch von der Form:

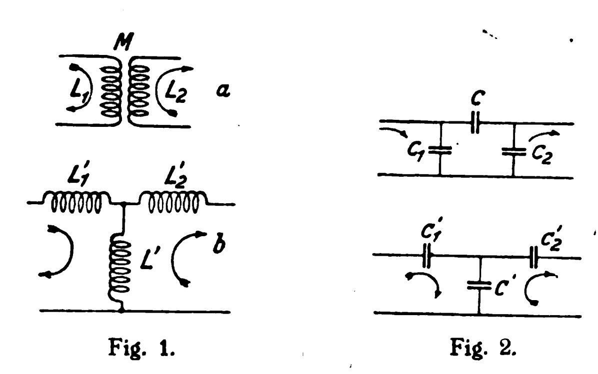


Fig. 1. Fig. 2.

$$\mathfrak{R} = l p + r + \frac{1}{c p},$$

wobei l und c negativ und $r = 0$ sein können. Dadurch, daß negative Größen vorkommen können, wird es ermöglicht, durch Hinzufügen von gleich großen positiven Schaltelementen die Kopplung zu vernichten, also beide Kreise wieder zu entkoppeln. So kann man z. B. die koppelnde Wirkung einer gemeinsamen Selbstinduktionsspule durch eine geeignet bemessene induktive Kopplung aufheben.

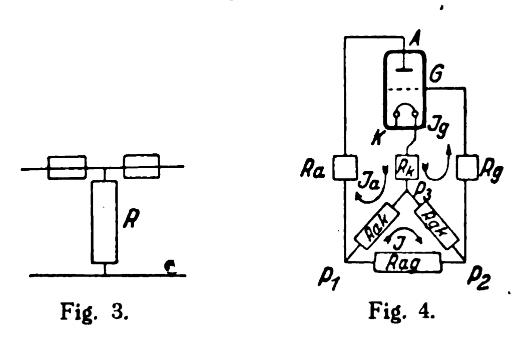


Fig. 3. Fig. 4.

Wendet man dies Symbol auf die Röhrensenderschaltungen an, so ist es zunächst wichtig, das schwingende System festzulegen. Je nach der Zahl der Freiheitsgrade dieses schwingenden Systems unterscheidet man Einkreis-Zweikreisschaltungen usw. Die Anordnung der Energiequellen für Anodenspannung und Heizstrom ist für die Typisierung gleichgültig. Stets kann man Anodengleichstrom und Anodenwechselstromkreis voneinander trennen. Oft ist es möglich, die Anodenbatterie in einem Wechselstromzweige unterzubringen, wobei eventuell Kondensatoren durch Drosseln überbrückt werden können. Sofern dafür gesorgt wird, daß die Batterien keine Hochfrequenzpotentiale gegen die Erde besitzen, kommt ihre Lage in der Schaltung für die Berechnung des eigentlichen Schwingungsvorgangs nicht in Frage, und soll deshalb außer Acht gelassen werden.

Die Symbolisierung der Kopplung setzt uns nun in den Stand, die Kopplung der Röhre mit dem schwingenden System einfach durch Abzweigpunkte anzugeben. Allerdings ist es dabei manchmal nötig, in die Zuführungen zu den Elektroden noch einige Schaltelemente gemäß Fig. 1 und Fig. 2 einzuführen. Fig. 4 stellt den allgemeinen Fall einer Einkreisschaltung dar. Die Berechnung ist rein algebraisch möglich. Die Kopplungswiderstände werden wie gewöhnliche Gleichstromwiderstände behandelt. Die Kirchhoffschen Regeln sind anwendbar.

Es ist ferner zu beachten, daß die in der Figur angegebene Richtung von Anoden- und Gitterstrom die Allgemeingültigkeit keineswegs herabsetzen, denn auch wenn z. B. zwischen P_2 und P_3 keine leitende Verbindung besteht, der Gitterstrom also sicher nicht den in der Figur angedeuteten Weg durchläuft, kann trotzdem so gerechnet werden, als ob das doch der Fall wäre, weil symbolisch die Punkte P_2 und P_3 eben Verzweigungspunkte sind.

Es ist möglich, jede Einkreisschaltung auf die Fig. 4 zu projizieren.

Nach den Kirchhoffschen Regeln ergibt sich:

$$(\mathfrak{J} - \mathfrak{J}a)\,\mathfrak{R}ak + (\mathfrak{J} + \mathfrak{J}g)\,\mathfrak{R}gk + \mathfrak{J}\,\mathfrak{R}ag = 0$$

$$\mathfrak{J} = \frac{\mathfrak{J}a\,\mathfrak{R}ak - \mathfrak{J}g\,\mathfrak{R}gk}{\mathfrak{R}},$$

wenn $\mathfrak{R} = \mathfrak{R}ak + \mathfrak{R}gk + \mathfrak{R}ag$.

$$\mathfrak{E}a = -\frac{\mathfrak{R}ak}{\mathfrak{R}}\left[\mathfrak{J}a(\mathfrak{R}ag + \mathfrak{R}gk) + \mathfrak{J}g\,\mathfrak{R}gk\right] - \mathfrak{J}a\,\mathfrak{R}a - (\mathfrak{J}a + \mathfrak{J}g)\,\mathfrak{R}k \quad (1)$$

$$\mathfrak{E}g = -\frac{\mathfrak{R}gk}{\mathfrak{R}}\left[\mathfrak{J}a\,\mathfrak{R}ak + \mathfrak{J}g(\mathfrak{R}ag + \mathfrak{R}ak)\right] - \mathfrak{J}g\,\mathfrak{R}g - (\mathfrak{J}a + \mathfrak{J}g)\,\mathfrak{R}k. \quad (2)$$

Der Vallaurische Ansatz:

$$\mathfrak{J}a = S(\mathfrak{E}g + D\,\mathfrak{E}a) \quad (3)$$

oder

$$\mathfrak{J}a \times (Ri + \mathfrak{R}_A) = \frac{\mathfrak{E}g}{D}, \quad (4)$$

wo $\mathfrak{R}_A$ den gesamten Kombinationswiderstand des äußeren Stromkreises bedeutet, ergibt, wenn man den Gitterstrom vernachlässigt, eine Gleichung zur Berechnung des Schwingungsparameters p:

$$\mathfrak{R}[Ri + \mathfrak{R}a + \mathfrak{R}k] + \mathfrak{R}ak(\mathfrak{R}ag + \mathfrak{R}gk) = -\frac{1}{D}[\mathfrak{R}ak\,\mathfrak{R}gk + \mathfrak{R}\,\mathfrak{R}k] \quad (5)$$

Setzt man die linke Seite gleich 0, so ergeben die Wurzeln dieser Gleichung den Typus der im Schwingungssystem möglichen freien Schwingungen oder Ausgleichsvorgänge. Man erkennt, daß als schwingendes System nicht allein der Schwingungskreis in Frage kommt, sondern das System der Fig. 5, welches sich unter Umständen zweier Freiheitsgrade erfreut, also zwei gedämpfte Eigenschwingungen besitzt. In diesem Falle ist die Gleichung (5) vom 4. Grade in p. Es ist dies bis auf einige Symmetriefälle immer dann der Fall, wenn zwei Zweige der Fig. 5 sowohl Kapazität als auch Selbstinduktion besitzen. Die Gleichung 5) ist gewöhnlich jedoch vom 3. Grade, da meist Ra und Rk verschwinden oder sich aufheben, und der Röhrenzweig lediglich als großer Widerstand parallel zu einer Selbstinduktion oder Kapazität geschaltet erscheint. In diesem Falle vergrößert Ri die Dämpfung und Frequenz des schwingenden Kreises.

Die rechte Seite bedeutet den Einfluß der Röhre auf Frequenzen und Dämpfungen des schwingenden Systems. Die

Frequenzen werden nur wenig modifiziert, wogegen die Dämpfungen verschwinden oder negativ werden können. In diesem Falle schwingt der Sender an.

Unter der Annahme, daß Anoden- und Gitterstrom klein sind gegen den Strom im Schwingungskreis, geht Gleichung 5) über in:

$$\mathfrak{R} = -S\,\mathfrak{R}ak\,\mathfrak{R}gk. \tag{6}$$

Das zu dieser Gleichung gehörige allgemeine Schaltbild des Einkreisoszilators ist in Fig. 6 dargestellt.

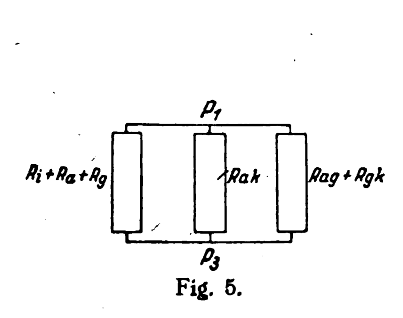


Fig. 5.

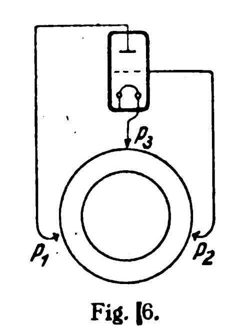


Fig. 6.

Die Zweikreisschaltung setzt ein Schwingungssystem von zwei Freiheitsgraden voraus, dessen allgemeine symbolische Form durch Fig. 5 bereits gegeben ist. Die verschiedenen Möglichkeiten, die drei Elektroden der Röhre mit diesem System zu verbinden, ergeben zugleich die verschiedenen Typen von Zweikreisschaltungen. Die allgemeine Form zeigt Fig. 7. Die drei grundsätzlich verschiedenen Typen ergeben sich daraus, daß die Zuführungen zu den drei Elektroden entweder an je einem verschiedenen Zweige des Schwingungssystems angreifen, oder zwei an einem, oder alle drei an einem.

Zu einem allgemeinen Ansatz gelangt man auf folgende Weise: Die vier Kreise, die beiden Schwingungskreise, Anodenkreis und Gitterkreis, wobei die Strecken Anode—Kathode und Gitter—Kathode innerhalb der Röhre zunächst durch große Widerstände ersetzt gedacht werden mögen, können im allgemeinsten Falle so verkoppelt sein, daß jeder Kreis mit jedem anderen einen Kopplungszweig gemeinsam hat. Bezeichnet man den Gesamtwiderstand des Kreises k mit $\mathfrak{R}kk$, den Zweig, der dem $k$ten Kreise allein

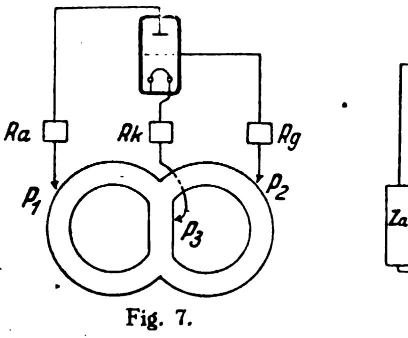


Fig. 7.

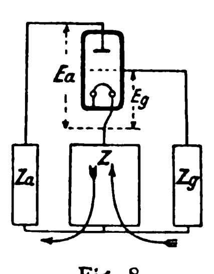


Fig. 8.

angehört, mit $\mathfrak{R}k$ und den Kopplungszweig, der gleichzeitig dem $k$ten und $i$ten Kreise angehört, mit $\mathfrak{R}ki$, wobei $\mathfrak{R}ki = \mathfrak{R}ik$, rechnet man ferner die Ströme alle im Uhrzeigersinn, so ergeben die Kirchhoffschen Regeln:

$$\left.\begin{aligned}
-\mathfrak{R}_1\mathfrak{J}_1 - \mathfrak{R}_{12}(\mathfrak{J}_1-\mathfrak{J}_2) - \mathfrak{R}_{13}(\mathfrak{J}_1-\mathfrak{J}_3) - \mathfrak{R}_{14}(\mathfrak{J}_1-\mathfrak{J}_4) \\
= -\mathfrak{R}_{11}\mathfrak{J}_1 \pm \mathfrak{R}_{12}\mathfrak{J}_2 + \mathfrak{R}_{13}\mathfrak{J}_3 + \mathfrak{R}_{14}\mathfrak{J}_4 = \mathfrak{E}a \\
-\mathfrak{R}_{21}(\mathfrak{J}_2-\mathfrak{J}_1) - \mathfrak{R}_2\mathfrak{J}_2 - \mathfrak{R}_{23}(\mathfrak{J}_2-\mathfrak{J}_3) - \mathfrak{R}_{24}(\mathfrak{J}_2-\mathfrak{J}_4) \\
= +\mathfrak{R}_{21}\mathfrak{J}_1 - \mathfrak{R}_{22}\mathfrak{J}_2 + \mathfrak{R}_{23}\mathfrak{J}_3 + \mathfrak{R}_{24}\mathfrak{J}_4 = 0 \\
-\mathfrak{R}_{31}(\mathfrak{J}_3-\mathfrak{J}_1)\ \dots \\
= +\mathfrak{R}_{31}\mathfrak{J}_1 + \mathfrak{R}_{32}\mathfrak{J}_2 - \mathfrak{R}_{33}\mathfrak{J}_3 + \mathfrak{R}_{34}\mathfrak{J}_4 = \mathfrak{E}g \\
-\mathfrak{R}_{41}(\mathfrak{J}_4-\mathfrak{J}_1)\dots = +\mathfrak{R}_{41}\mathfrak{J}_1 + \dots = 0,
\end{aligned}\right\} \tag{7}$$

wenn man den Anodenkreis mit dem Index 1 und den Gitterkreis mit dem Index 3 versieht. Die Eliminante der linken Seite sei Δ, und deren Unterdeterminanten Δik wobei wieder $\Delta ik = \Delta ki$.

Dann ist

$$\mathfrak{J}a = \mathfrak{E}a\frac{\Delta_{11}}{\Delta} + \mathfrak{E}g\frac{\Delta_{31}}{\Delta}$$

$$\mathfrak{J}g = \mathfrak{E}a\frac{\Delta_{13}}{\Delta} + \mathfrak{E}g\frac{\Delta_{33}}{\Delta}$$

also

$$\mathfrak{E}a = -\mathfrak{J}a\frac{\Delta\Delta_{33}}{-\Delta_{11}\Delta_{33}+\Delta_{13}^2} + \mathfrak{J}g\frac{\Delta\Delta_{13}}{-\Delta_{11}\Delta_{33}+\Delta_{13}^2} \tag{8}$$

$$\mathfrak{E}g = +\mathfrak{J}a\frac{\Delta\Delta_{13}}{-\Delta_{11}\Delta_{33}+\Delta_{13}^2} - \mathfrak{J}g\frac{\Delta\Delta_{11}}{-\Delta_{11}\Delta_{33}+\Delta_{13}^2} \tag{9}$$

Mit Hilfe der Gleichungen 7 und 3 ergibt sich die der Gleichung 5 entsprechende Gleichung

$$\begin{vmatrix} -\mathfrak{R}_{11}-Ri & +\mathfrak{R}_{12} & +\mathfrak{R}_{14} \\ \mathfrak{R}_{21} & -\mathfrak{R}_{22} & +\mathfrak{R}_{24} \\ \mathfrak{R}_{41} & +\mathfrak{R}_{42} & -\mathfrak{R}_{44} \end{vmatrix} = +\frac{1}{D}\begin{vmatrix} \mathfrak{R}_{21} & -\mathfrak{R}_{22} & \mathfrak{R}_{24} \\ \mathfrak{R}_{31} & \mathfrak{R}_{32} & \mathfrak{R}_{34} \\ \mathfrak{R}_{41} & \mathfrak{R}_{42} & -\mathfrak{R}_{44} \end{vmatrix} \tag{10}$$

Die der Gleichung 6 entsprechende Gleichung lautet dann:

$$\begin{vmatrix} -\mathfrak{R}_{22} & \mathfrak{R}_{24} \\ \mathfrak{R}_{42} & -\mathfrak{R}_{44} \end{vmatrix} = -S\begin{vmatrix} \mathfrak{R}_{21} & -\mathfrak{R}_{22} & \mathfrak{R}_{24} \\ \mathfrak{R}_{31} & \mathfrak{R}_{32} & \mathfrak{R}_{34} \\ \mathfrak{R}_{41} & \mathfrak{R}_{42} & -\mathfrak{R}_{44} \end{vmatrix} \tag{11}$$

Das Ergebnis für die Zweikreisschaltungen ist außerordentlich allgemein und läßt sich sofort übertragen auf Senderschaltungen, die mehrere gekoppelte Schwingungskreise verwenden.

Schreibt man die Gleichungen 8 und 9 in der Form

$$\mathfrak{E}a = -\mathfrak{J}a(\mathfrak{Z}a+\mathfrak{Z}) + \mathfrak{J}g\,\mathfrak{Z} \tag{12}$$

$$\mathfrak{E}g = \mathfrak{J}a\,\mathfrak{Z} - \mathfrak{J}g(\mathfrak{Z}+\mathfrak{Z}g), \tag{13}$$

so ergibt sich eine allgemeine Deutung, wenn man das schwingende System lediglich als eine komplizierte Kopplung zwischen Anoden- und Gitterkreis auffaßt. Dieses Kopplungssystem denken wir uns nun wieder symbolisch ersetzt durch einen von beiden Strömen gemeinsam durchflossenen Kopplungszweig mit dem Widerstand $\mathfrak{Z}$ und durch Kombinationswiderstände im Anoden- bzw. Gitterzweig, so daß deren Gesamtwiderstände $\mathfrak{Z}a$ bzw. $\mathfrak{Z}g$ sind. Fig. 8 gibt das Schema eines solchen beliebig geschalteten Senders.

Die Gleichung 7 schreiben wir jetzt für n gekoppelte Kreise mit anderen Indizes, so daß a sich auf den Anodenkreis, g auf den Gitterkreis und die Zahlen sich auf die Schwingungskreise beziehen:

$$\left.\begin{aligned}
-\mathfrak{R}aa\,\mathfrak{J}a + \mathfrak{R}ag\,\mathfrak{J}g + \mathfrak{R}a_1\mathfrak{J}_1 + \dots + \mathfrak{R}an\,\mathfrak{J}n &= \mathfrak{E}a \\
\mathfrak{R}ga\,\mathfrak{J}a - \mathfrak{R}gg\,\mathfrak{J}g + \mathfrak{R}g_1\mathfrak{J}_1 + \dots + \mathfrak{R}gn\,\mathfrak{J}n &= \mathfrak{E}g \\
\mathfrak{R}_1a\,\mathfrak{J}a + \mathfrak{R}_1g\,\mathfrak{J}g - \mathfrak{R}_{11}\mathfrak{J}_1 + \dots + \mathfrak{R}_1n\,\mathfrak{J}n &= 0 \\
\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots & \\
\mathfrak{R}na\,\mathfrak{J}a + \mathfrak{R}ng\,\mathfrak{J}g + \mathfrak{R}n_1\mathfrak{J}_1 + \dots - \mathfrak{R}nn\,\mathfrak{J}n &= 0
\end{aligned}\right\} \tag{14}$$

Hieraus folgt:

$$\mathfrak{J}a = \mathfrak{E}a\frac{\Delta_{aa}}{\Delta} + \mathfrak{E}g\frac{\Delta_{ag}}{\Delta} \tag{15}$$

$$\mathfrak{J}g = \mathfrak{E}a\frac{\Delta_{ag}}{\Delta} + \mathfrak{E}g\frac{\Delta_{gg}}{\Delta} \tag{16}$$

und

$$\left.\begin{aligned}
\mathfrak{Z}+\mathfrak{Z}a &= \frac{\Delta\Delta_{gg}}{\Delta_{ag}^2 - \Delta_{aa}\Delta_{gg}} \\
\mathfrak{Z} &= \frac{\Delta\Delta_{ag}}{\Delta_{ag}^2 - \Delta_{aa}\Delta_{gg}} \\
\mathfrak{Z}+\mathfrak{Z}g &= \frac{\Delta\Delta_{aa}}{\Delta_{ag}^2 - \Delta_{aa}\Delta_{gg}}
\end{aligned}\right\} \tag{17}$$

Hierin ist $\frac{\Delta}{\Delta_{aa}}$ der gesamte Kombinationswiderstand, den der Anodenstrom, $\frac{\Delta}{\Delta_{gg}}$ der Widerstand, den der Gitterstrom zu durchfließen hat, während $\frac{\Delta}{\Delta_{ag}}$ den Widerstand bedeutet, durch den die Anodenspannung den Strom treiben würde, der durch den Gitterkreis fließt, wenn man sich die Gitterspannung fortdenkt, oder umgekehrt, den Widerstand, durch den die Gitterspannung den Strom treiben würde, der durch den Anodenkreis fließt, wenn man sich die Anodenspannung wegdenkt, wobei Anodenspannung und Gitterspannung als zusätzliche E. M. K. e zu denken sind.

Für $\mathfrak{J}g = 0$ folgt entsprechend Gleichung 10:

$$\begin{vmatrix} -\mathfrak{R}aa - Ri & \mathfrak{R}a_1 \ldots \mathfrak{R}an \\ \mathfrak{R}ia & -\mathfrak{R}_{11} \ldots \mathfrak{R}in \\ \cdots & \cdots \end{vmatrix} = \frac{1}{D} \begin{vmatrix} \mathfrak{R}ga & \mathfrak{R}g_1 \ldots \mathfrak{R}gn \\ \mathfrak{R}ia & -\mathfrak{R}_{11} \ldots \mathfrak{R}in \\ \cdots & \cdots \end{vmatrix} \qquad (18)$$

und für unendlich großen Röhrenwiderstand:

$$\begin{vmatrix} -\mathfrak{R}_{11} & \mathfrak{R}_{12} \ldots \mathfrak{R}in \\ \mathfrak{R}_{21} & -\mathfrak{R}_{22} \ldots \\ \cdots & \cdots \end{vmatrix} = -S \begin{vmatrix} \mathfrak{R}ga & \mathfrak{R}g_1 \ldots \mathfrak{R}gn \\ \mathfrak{R}ia & -\mathfrak{R}_{11} \ldots \\ \cdots & \cdots \end{vmatrix} \qquad (19)$$

Gleichung 18 bzw. 19 dient zur Berechnung der Frequenzen und der Bedingungen für das Anschwingen. Die linke Seite gibt die Eigenschwingung des von der Röhre unbeeinflußten Schwingungssystems, welches in Gleichung 19 n Freiheitsgrade besitzt, in Gleichung 18 wegen des angekoppelten Anodenkreises einen mehr.

Die Berechnung der Amplitude erfolgt auf Grund der Gleichungen 12 und 13, wie in einer anderen Arbeit gezeigt werden soll.

Sind Anoden- und Gitterstrom berechnet, so ergibt sich für die Ströme in den einzelnen Zweigen des gekoppelten Systems aus Gleichung 14:

$$\mathfrak{J}_k = \frac{\mathfrak{J}_a \begin{vmatrix} -\mathfrak{R}_{11} & \mathfrak{R}_{12} \ldots \mathfrak{R}_{1k-1}, & -\mathfrak{R}_{1a}, & \mathfrak{R}_{1k+1} \ldots \mathfrak{R}_{1n} \\ \mathfrak{R}_{21} & -\mathfrak{R}_{22} \ldots \mathfrak{R}_{2k-1}, & \mathfrak{R}_{2a}, & \mathfrak{R}_{2k+1} \ldots \mathfrak{R}_{2n} \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \end{vmatrix} + \mathfrak{J}g \begin{vmatrix} -\mathfrak{R}_{11} \ldots -\mathfrak{R}_{1g} \ldots \mathfrak{R}_{1n} \\ \cdots \\ \cdots \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} -\mathfrak{R}_{11} & \mathfrak{R}_{12} \ldots \mathfrak{R}_{1n} \\ \mathfrak{R}_{21} & -\mathfrak{R}_{22} \ldots \mathfrak{R}_{2n} \\ \cdots & \cdots \end{vmatrix}} \qquad (20)$$

Zur Berechnung kombinierter Schwingungskreise.

Von G. **Kuprijanow** und **Paul Schmakow.**

In manchen Fällen ist es notwendig, kombinierte Schwingungskreise mit mehreren vorausgegebenen Eigenfrequenzen aufzubauen. Das Ziel dieser Notiz ist, einige Hinweisungen zu geben, wie man in einfachen Fällen bei vorgegebenen Frequenzen sämtliche L und C, aus denen das System zusammengesetzt werden muß, berechnen kann.

Die Zahl der Eigenfrequenzen ist im allgemeinen Falle der Zahl der Kreiszellen gleich. Die Berechnung beginnen wir mit der Zusammenstellung der allgemeinen Gleichung der freien Schwingungen des Kreises unter Vernachlässigung der Wattverluste. Wenn wir eine solche Gleichung zu-

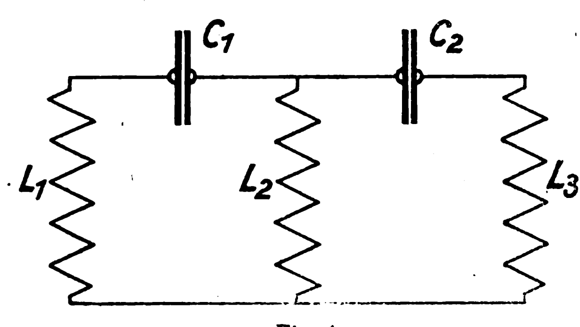


Fig. 1.
Zweizelliger Kreis mit magnetisch-galvanischer Koppelung.

sammenstellen, so ersehen wir, daß die Zahl der Unbekannten größer als die Zahl der Gleichungen ist. So haben wir hier eine gewisse Freiheit der Wahl gewisser begrenzenden oder vereinfachenden Bedingungen.

Was das Verfahren anbelangt, welches zur Herstellung der allgemeinen Gleichung verwendet werden kann, so ist es möglich, mit Hilfe der gleichwertigen Selbstinduktionen oder Kapazitäten sie abzuleiten. Das ist aber bei einigermaßen verwickelten Kreisen ziemlich zeitraubend. Einfacher ist es, mit Hilfe der Differentialgleichungen unter Einführung einiger vereinfachender Bedingungen zu operieren.

Wir werden uns zuerst mit einem System mit magnetisch-galvanischer Koppelung im einfachsten Falle zweier Zellen beschäftigen (Fig. 1).

Mit diesem einfachen Beispiele wollen wir die Anwendung des Verfahrens der gleichwertigen Selbstinduktionen (oder Kapazitäten) zeigen.

Führen wir zwei die Berechnung vereinfachenden Bedingungen ein: $C_1 = C_2$ und $L_1 = L_3$.

Die gleichwertige Selbstinduktion der rechten Seite des Kreises, welcher sich im Punkte 0 verzweigt, wird ausgedrückt durch

$$L_0\,\omega = \frac{L_2\,\omega\left(L_1\,\omega - \frac{1}{C_1\,\omega}\right)}{L_2\,\omega + L_1\,\omega - \frac{1}{C_1\,\omega}} = \frac{L_2\,\omega\,(C_1\,L_1\,\omega^2 - 1)}{C_1\,(L_1 + L_2)\,\omega^2 - 1} \qquad (1)$$

Nach der Einsetzung dieses Ausdrucks in die Bedingung der freien Schwingungen

$$(L_1 + L_0)\,\omega - \frac{1}{C_1\,\omega} = 0 \qquad (2)$$

bekommen wir

$$C_1\left[L_1 + \frac{L_2\,(C_1\,L_1\,\omega^2 - 1)}{C_1\,(L_1 + L_2)\,\omega^2 - 1}\right]\omega^2 = 1 - 0$$

und somit

$$C_1^2(L_1^2 + 2\,L_1\,L_2)\,\omega^4 - 2\,C_1\,(L_1 + L_2)\,\omega^2 + 1 = 0 \qquad (3)$$

Bezeichnen wir Eigenfrequenzen der Zellen und den Koppelungskoeffizienten folgenderweise

$$a^2 = \frac{1}{C_1\,(L_1 + L_2)} \qquad (4)$$

$$k = \frac{L_2}{L_1 + L_2} \qquad (5)$$

so bekommen wir, indem wir den ersten Glied der Gleichung (3) mit $\left(\frac{L_1 + L_2}{L_1 + L_2}\right)^2$ multiplizieren,

$$(1 - k^2)\,\omega^4 - 2\,a^2\,\omega^2 + a^4 = 0 \qquad (6)$$



Die Wurzeln dieser Gleichung sind

$$\left.\begin{aligned} \omega_1{}^2 &= \frac{a^2}{1-k} \\ \omega_2{}^2 &= \frac{a^2}{1-k} \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

woraus

$$a^2 = \frac{2\,\omega_1{}^2\,\omega_2{}^2}{\omega_1{}^2 + \omega_2{}^2} \quad (8)$$

$$k = \frac{\omega_1{}^2 - \omega_2{}^2}{\omega_1{}^2 + \omega_2{}^2} \quad (9)$$

Wenn wir eine der Größen C_1, L_1 oder L_2 als bekannt annehmen, so können wir auf Grund der vorausgegebenen w_1 und w_2 nach der Gleichung (4), (5), (8) und (9) die zwei übrigen Größen berechnen.

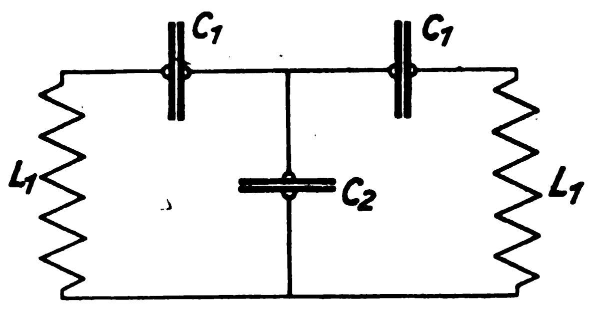


Fig. 2. Zweizelliger Kreis mit kapazitiver Koppelung.

In ähnlicher Weise wird auch im Falle der kapazitativen (Fig. 2) oder gemischten Koppelung (Fig. 3) verfahren. Im ersten Falle die Lösung der allgemeinen Gleichung

$$\omega^4 - 2\,a^2\,\omega^2 + (1-k^2)a^4 = 0 \quad (10)$$

ergibt

$$\left.\begin{aligned} a^2 &= \frac{C_1 + C_2}{L_1\,C_1\,C_2} = \frac{\omega_1{}^2 + \omega_2{}^2}{2} \\ k &= \frac{C_1}{C_1 + C_2} = \frac{\omega_1{}^2 - \omega_2{}^2}{\omega_1{}^2 + \omega_2{}^2} \end{aligned}\right\} \quad (11)$$

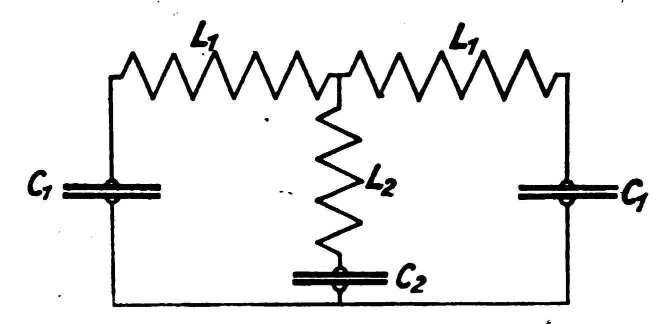


Fig. 3. Zweizelliger Kreis mit gemischter Koppelung.

Im zweiten

$$(1-k_1{}^2)\,\omega^4 - 2\,a^2\,(1-k_1\,k_2)\,\omega^2 + a^4(1-k_2{}^2) = 0 \quad (12)$$

$$\left.\begin{aligned} a^2 &= \frac{C_1 + C_2}{(L_1 + L_2)\,C_1\,C_2} = \frac{2\,\omega_1{}^2\,\omega_2{}^2}{\omega_1{}^2 + \omega_2{}^2\,k_2\,(\omega_1{}^2 - \omega_2{}^2)} \\ k_1 &= \frac{L_2}{L_1 + L_2} = \frac{\omega_1{}^2 - \omega_2{}^2 + k_2\,(\omega_1{}^2 + \omega_2{}^2)}{\omega_1{}^2 + \omega_2{}^2 + k_2\,(\omega_1{}^2 - \omega_2{}^2)} \\ k_2 &= \frac{C_2}{C_1 + C_2} = \frac{\omega_1{}^2 - \omega_2{}^2 - k_1\,(\omega_1{}^2 + \omega_2{}^2)}{k_1(\omega_1{}^2 - \omega_2{}^2) - (\omega_{12} + \omega_2{}^2)} \end{aligned}\right\} \quad (13)$$

Aus diesen Gleichungen werden wie oben sämtliche L und C berechnet.

Die Berechnung mit Hilfe der Differentialgleichungen werden wir auf einem etwas mehr komplizierten Falle der vier Zellen zeigen (Fig. 4).

Die Differentialgleichungen für diesen Fall sind folgende

$$\left.\begin{aligned} &\frac{i_1}{C_1} + \frac{i_2}{C_2} + L_1\frac{d^2 i_1}{d\,t^2} - \frac{i_2}{C_2} = 0 \\ &\frac{i_2}{C_2} - \frac{i_1}{C_2} + L_2\frac{d^2 i_2}{d\,t^2} + \frac{i_2}{C_3} - \frac{i_3}{C_3} = 0 \\ &\frac{i_3}{C_3} - \frac{i_2}{C_3} + L_3\frac{d^2 i_3}{d\,t^2} + \frac{i_3}{C_4} - \frac{i_4}{C_4} = 0 \\ &\frac{i_4}{C_4} - \frac{i_3}{C_4} + L_4\frac{d^2 i_4}{d\,t^2} + \frac{i_4}{C_5} = 0 \end{aligned}\right\} \quad (14)$$

Einfachheitshalber setzen wir $L_1 = L_4$, $L_2 = L_3$, $C_1 = C_5$ und $C_2 = C_4$; außerdem $i_1 = J_1 \sin \omega_1 t$, $i_2 = J_2 \sin \omega_2 t$, usw. Wenn wir in die Gleichung (14) die Ausdrücke für die Ströme und für die zweite Ableitungen setzen, so bekommen wir unter der Bedingung $J_1 = J_2 = J_3 = J_4$:

$$\left.\begin{aligned} &\left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}\right) \sin \omega_1 t - L_1\,\omega_1{}^2 \sin \omega_1 t - \frac{\sin \omega_2 t}{C_2} = 0 \\ &\left(\frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3}\right) \sin \omega_2 t - L_2\,\omega_2{}^2 \sin \omega_2 t - \frac{\sin \omega_1 t}{C_2} - \frac{\sin \omega_3 t}{C_3} = 0 \\ &\left(\frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3}\right) \sin \omega_3 t - L_2\,\omega_3{}^2 \sin \omega_3 t - \frac{\sin \omega_2 t}{C_3} - \frac{\sin \omega_4 t}{C_2} = 0 \\ &\left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}\right) \sin \omega_4 t - L_1\,\omega_4{}^2 \sin \omega_4 t - \frac{\sin \omega_3 t}{C_2} = 0 \end{aligned}\right\}$$

Wir führen folgende Bezeichnungen ein

$$\left.\begin{aligned} k_1{}^2 &= \frac{C_1\,C_3}{(C_1 + C_2)(C_2 + C_3)} & a^2 &= \frac{C_1 + C_2}{L_1\,C_1\,C_2} \\ k_2 &= \frac{C_2}{C_2 + C_3} & b^2 &= \frac{C_2 + C_3}{L_2\,C_2\,C_3} \end{aligned}\right\} \quad (15)$$

und setzen $a^2 = b^2$:

$$\left.\begin{aligned} &(1-k_2)(a^2 - \omega_1{}^2) \sin \omega_1 t - k_1{}^2\,a^2 \sin \omega_2 t = 0 \\ &(a^2 - \omega_2{}^2) \sin \omega_2 t - (1-k_2)\,a^2 \sin \omega_1 t - a^2\,k_2 \sin \omega_3 t = 0 \\ &(a^2 - \omega_3{}^2) \sin \omega_3 t - (1-k_2)\,a^2 \sin \omega_4 t - a^2\,k_2 \sin \omega_2 t = 0 \\ &(1-k_2)(a^2 - \omega_4{}^2) \sin \omega_4 t - k_1{}^2\,a^2 \sin \omega_3 t = 0 \end{aligned}\right\} \quad (16)$$

Danach eliminieren wir die Sinusse in der Gleichung (16), und da wir eine Gleichung vierter Potenz in bezug auf w^2 erhalten, deren Wurzeln den vier vorgegebenen Kreisfrequenzen entsprechen, können wir die Vorzeichen bei w^2 weglassen. So bekommen wir

$$\omega^8 - 4\,a^2\omega^6 + a^4\,(6 - 2\,k_1{}^2 - k_2{}^2)\,\omega^4 - 2\,a^6(2 - 2\,k_1{}^2 - k_2{}^2)\,\omega^2 + a^8\,(1 - 2\,k_1{}^2 + k_1{}^4 - k_2{}^2) = 0 \quad (17)$$

Bei kapazitiver Koppelung haben die Wurzeln solcher Gleichung die Form

$$\omega_2 = a^2(1 \pm N)$$

Auf diesem Grunde setzen wir zur Lösung der Gleichung (17) folgende Gleichung zusammen

$$|\omega^2 - a^2(1+x)|\,|\omega^2 - a^2(1-x)|\,|\omega^2 - a^2(1+y)|\,|\omega^2 - a^2(1-y)| = 0$$

woraus

$$\omega^8 - 4\,a^2\,\omega^6 + a^4\,(6 - x^2 - y^2)\,\omega^4 - 2\,a^6\,(2 - x^2 - y^2)\,\omega^2\,a^8\,(1 - x^2 - y^2 + x^2\,y^2) = 0 \quad (18)$$

Aus der Vergleichung der Koeffizienten der Gleichungen (17) und (18) bekommen wir

$$\left.\begin{aligned} x^2 &= k_1{}^2 + \frac{k_2{}^2}{2} \pm \sqrt{k_1{}^2\,k_2{}^2 + \frac{k_2{}^4}{4}} \quad \text{und} \\ y^2 &= k_1{}^2 + \frac{k_2{}^2}{2} \mp \sqrt{k_1{}^2\,k_2{}^2 + \frac{k_2{}^4}{4}} \end{aligned}\right\} \quad (19)$$

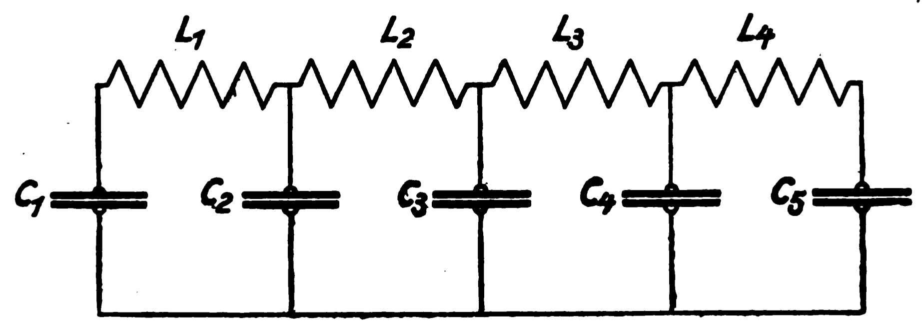


Fig. 4. Vierzelliger Kreis mit kapazitiver Koppelung.

Die vier Wurzeln der Gleichung (17) haben also folgenden Ausdruck:

$$\left.\begin{aligned}
\omega_1^2 &= a^2\left(1+\sqrt{k_1^2+\frac{k_2^2}{2}+\sqrt{k_1^2k_2^2+\frac{k_2^4}{4}}}\right)\\
\omega_2^2 &= a^2\left(1+\sqrt{k_1^2+\frac{k_2^2}{2}-\sqrt{k_1^2k_2^2+\frac{k_2^4}{4}}}\right)\\
\omega_3^2 &= a^2\left(1-\sqrt{k_1^2+\frac{k_2^2}{2}-\sqrt{k_1^2k_2^2+\frac{k_2^4}{4}}}\right)\\
\omega_4^2 &= a^2\left(1-\sqrt{k_1^2+\frac{k_2^2}{2}+\sqrt{k_1^2k_2^2+\frac{k_2^4}{4}}}\right)
\end{aligned}\right\} \quad (20)$$

woraus folgt

$$\omega_1^2+\omega_4^2=\omega_2^2+\omega_3^2=2a^2 \quad (21)$$

Weiter führen wir die Bezeichnung ein $k_1^2+\frac{k_2^2}{2}=A$ und $\sqrt{k_1^2k_2^2+\frac{k_2^4}{4}}=B$, und erhalten folgende Beziehung

$$\begin{aligned}\omega_1^2-\omega_2^2=\omega_3^2-\omega_4^2 &= a^2\left(\sqrt{A+B}-\sqrt{A-B}\right)\\ &= a^2\sqrt{2A-2\sqrt{A^2-B^2}}=k_2a^2\end{aligned} \quad (22)$$

Ferner

$$\begin{aligned}(\omega_1^2-a^2)(a^2-\omega_3^2) &= (\omega_2^2-a^2)(a^2-\omega_4^2)\\ &= \sqrt{A^2-B^2}=k_1^2a^4\end{aligned} \quad (23)$$

Mit Hilfe der Gleichungen (21), (22) und (23), welche 4 Kreisfrequenzen enthalten, können wir bei drei vorausgegebenen Kreisfrequenzen, indem wir C_2 oder C_3 wählen, alle anderen C und L berechnen.

Im Falle der magnetisch-galvanischen Koppelung (Fig. 5) wird die Berechnung ganz analog durchgeführt. Allgemeine Gleichung hat dann die Form

$$\begin{aligned}(1-2k_1^2+k_1^4-k_2^2)\,\omega^8-2a^2(2-2k_1^2-k_2^2)\,\omega^6\\ +a^4(6-2k_1^2-k_2^2)\,\omega^4-4a^6\omega^2+a^8=0\end{aligned} \quad (25)$$

und deren Wurzeln

$$\left.\begin{aligned}
\omega_1^2 &= \frac{2a^2}{2-k_2-\sqrt{4k_1^2+k_2^2}}\\
\omega_2^2 &= \frac{2a^2}{2+k_2-\sqrt{4k_1^2+k_2^2}}\\
\omega_3^2 &= \frac{2a^2}{2-k_2+\sqrt{4k_1^2+k_2^2}}\\
\omega_4^2 &= \frac{2a^2}{2+k_2+\sqrt{4k_1^2+k_2^2}}
\end{aligned}\right\} \quad (26)$$

woraus

$$\frac{1}{\omega_2^2}-\frac{1}{\omega_3^2}=\frac{1}{\omega_3^2}\,\frac{1}{\omega_4^2}$$

wenn wir dabei noch die Bedingungen einführen

$$\frac{1}{\omega_1^2}-\frac{1}{\omega_2^2}=\frac{1}{\omega_2^2}\,\frac{1}{\omega_3^2}$$

so bekommen wir

$$a^2=\frac{2\omega_1^2\omega_4^2}{\omega_1^2+\omega_4^2} \quad (27)$$

$$k_2=\frac{2}{3}\cdot\frac{\omega_1^2-\omega_4^2}{\omega_1^2+\omega_4^2} \quad (28)$$

$$k_1^2=\frac{1}{3}\cdot\frac{(\omega_1^2-\omega_4^2)^2}{(\omega_1^2+\omega_4^2)^2} \quad (29)$$

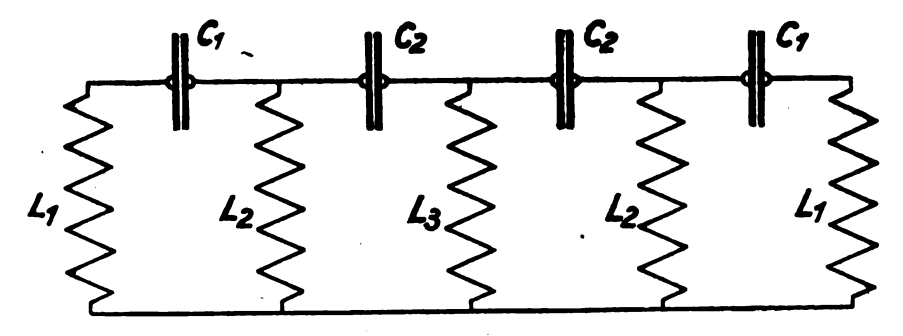


Fig. 5. Vierzelliger Kreis mit magnetisch-galvanischer Koppelung.

Im Falle: $\omega_1^2-\omega_2^2=\omega_2^2-\omega_3^2=\omega_3^2-\omega_4^2$ bekommen wir für k_1^2 folgenden Ausdruck

$$\frac{3(\omega_1^2-\omega_2^2)^2}{(\omega_1^2+\omega_4^2)^2}=k_1^2 \quad (24')$$

und die Gleichungen (21), (22) und (24') ergeben

$$k_1^2=\frac{3}{4}k_2^2 \quad (24'')$$

wobei

$$\left.\begin{aligned}
a^2 &= \frac{1}{C_1(L_1+L_2)}=\frac{1}{C_2(L_2+L_3)}\\
k_2 &= \frac{L_3}{L_2+L_3}\\
k_1^2 &= \frac{L_2^2}{(L_1+L_2)(L_2+L_3)}
\end{aligned}\right\} \quad (30)$$

Die oben angegebene Rechnungsart mittels Wurzeln der allgemeinen Gleichung kann nur dann verändert werden, wenn die Zahl der Zellen vier nicht übersteigt. Wenn die Zahl der Zellen größer als vier ist, können wir schon keine Ausdrücke für die Wurzeln der allgemeinen Gleichung bekommen und müssen eine andere Rechensart anwenden.

Die Gleichung (17) kann in zwei Gleichungen (was aus Zwischenrechnung ersichtlich ist) zerlegt werden, und das ist immer der Fall bei symmetrischer Form des Kreises und gerader Zahl der Zellen

$$x^2 - x(2 + k_2) + (1 - k_1^2 + k_2) = 0 \qquad (31)$$
$$x^2 - x(2 - k_2) + (1 - k_1^2 - {}_2) = 0 \qquad (32)$$

wo $x = \frac{\omega^2}{a^2}$ ist.

Wenn wir in Gleichung (31) deren Wurzeln X_1, X_3, und X_4 einsetzen, so bekommen wir vier Gleichungen, aus denen wir[1]) K_1, K_2 und a durch vorgegebene Frequenzen in der von den Gleichungen (21), (22) und (23) gegebenen Form ausdrücken können und außerdem die die Wahl der Frequenzen begrenzende Bedingung finden.

$$\left.\begin{array}{c} \omega_1 > \omega_3 > \omega_3 > \omega_4 \\ \omega_1^2 - \omega_2^2 = \omega_3^2 - \omega_4^2 \end{array}\right\} \qquad (33)$$

zu denen, falls gewünscht, noch eine hinzugefügt werden kann

$$\omega_1^2 - \omega_2^2 = \omega_2^2 - \omega_3^2 = \omega_3^2 - \omega_4^2 \qquad (33^1)$$

Nach den angeführten einfachen Beispielen ist es leicht, einen kombinierten Kreis auch mit größerer Zahl der Zellen, d. h. mit mehreren Eigenfrequenzen und bei verschiedenen vorausgegebenen Beziehungen derselben oder mit anderen Koppelungsarten zu berechnen.

Wenn solche zusammengesetzte Kreise mit anderen Kreisen gekoppelt werden, so ändern sich etwas die Konstanten des Systems, was bei mehr oder weniger starker Koppelung bei der Berechnung in Acht genommen werden muß, damit die Kreisfrequenzen (und die Stromamplituden) die vorausgesetzte Größe beibehalten.

Solche zusammengesetzte Kreise können dort eine Verwendung finden, wo es sich darum handelt, einen begrenzten Bereich von Frequenzen zu empfangen, z. B. im Falle der Radiotelephonie und besonders im Falle der Mehrfachradiotelephonie längs Leitungen, wobei es sehr einfach einen Empfänger für einen bestimmten Bereich zu konstruieren ist, aber es ist auch möglich einen solchen zu konstruieren, in welchem der Streifen der Frequenzen von fixierter Breite längs dem Spektrum der Frequenzen bewegt werden kann.

Wenn solche Kreise als Zwischenkreise arbeiten, so spielen sie die Rolle elektrischer Siebe.

Wenn einem Kreise eine solche Rolle vorgewiesen ist, ist es von Wichtigkeit, daß die durchgelassene Energie aller Frequenzen, die in den Grenzen des Kreises liegen, von der gleichen Größe wäre. Die Aufgabe wird gelöst entweder durch die Einführung in den Kreis eines gewissen Wattwiderstandes, wenn die Zahl der Zellen klein ist oder auch durch Vermehrung der Zahl der Zellen für das Frequenzband derselben Breite, und sorgfältige Wahl der Koppelungskoeffizienten k je nach der gewünschten Stärke der Koppelung des Kreises mit anderen Kreisen.

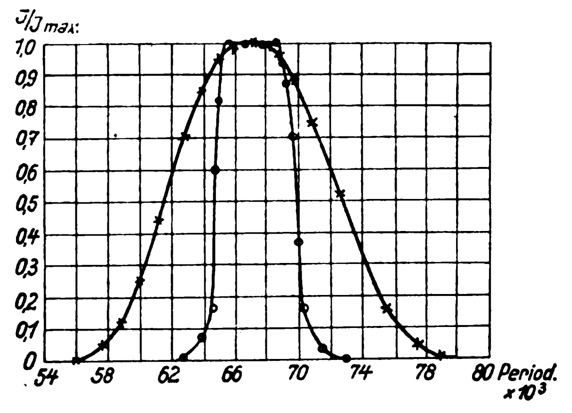


Fig. 6. Resonanzkurven eines einfachen und eines vierzelligen Kreises.

Aus der Zahl der Fälle, wo diese Kreise Anwendung finden könnten, wollen wir auf die Möglichkeit hinweisen, den Antennenkreis in Gestalt eines ähnlichen zusammengesetzten Kreises zu bauen. Bei kleiner Dämpfung dieses Kreises wäre es wohl möglich, mehrere Frequenzen mit einer und derselben Antenne gleichzeitig zu empfangen.

Zusammenfassung.

Es wird gezeigt, auf welche Weise man sämtliche L und C eines Systems von kombinierten Schwingungskreisen, welches mit vorgegebenen Frequenzen schwingen muß, unter einigen Vereinfachungen berechnen kann. Zuerst wird die allgemeine Gleichung der Kreisschwingungen zusammengestellt, wozu das Verfahren der gleichwertigen Selbstinduktionen oder Kapazitäten, oder das Verfahren der Differentialgleichungen verwendet werden kann. Dann werden die Wurzeln der Gleichungen gefunden und danach alle L und C berechnet. Zur Erklärung der Verfahren werden einige einfache Beispiele angeführt und endlich auf die Anwendbarkeit solcher Kreise für die Radiotelephonie und Radiotelegraphie hingewiesen.

[1]) Zwischenrechnung: $(x_1^2 - x_3^2) - (x_1 - x_3)(2 + k_2) = 0$, $(x_2^2 - x_4^2) - (x_2 - x_4)(2 - k_2) = 0$, $k_2 = x_1 + x_3 - 2 = 2 - x_2 - x_4$, $x_1 + x_2 + x_3 + x_4 = 4$. Wenn die Ausdrücke für k_2 in Gleichung (31) und (32) eingeführt werden: $k_1^2 = (x_1 - 1)(1 - x_3) = (x_2 - 1)(1 - x_4)$, woraus $\frac{x_1 - 1}{x_2 - 1} = \frac{1 - x_4}{1 - x_3}$, $\frac{x_1 + x_2 + x_3 + x_4 - 4}{x_1 + x_4 - 2} = \frac{x_1 + x_2 - 2}{x_1 - 1}$; bei der geraden Zahl der Zellen sind sämtliche $x \neq 1$, also $x_1 + x_4 - 2 = 0$ oder $x_1 + x_2 - 2 = 0$. Bei der ersten Bedingung ist $x_1 + x_4 = x_2 + x_3 = 2$, woraus $k_2 = x_1 - x_2 = x_3 - x_4$. Wenn wir annehmen, daß x_1 und x_4 der größten und der kleinsten Frequenzen entsprechen und $x_1 > x_4$ ist, so haben wir alle Bedingungen (33), da $x_2 - x_3 = x_2 - (2 - x_2) = \frac{2 k_1^2}{1 - x_4} > 0$ ist.

Die Messung der Scheitelspannung mit der Glimmröhre.[1])

Von A. Palm.

Die Glimmspannung oder Zündspannung einer Glimmröhre ist theoretisch nur von der Gasart, dem Elektrodenmetall und den geometrischen Daten der Röhre abhängig, also von Größen, die für eine bestimmte Röhre konstant sind. Die Theorie fordert auch Unabhängigkeit der Zündspannung von der Frequenz der angelegten Spannung und Unabhängigkeit von der Temperatur, da sich die Dichte des Gases in der geschlossenen Röhre praktisch mit der Temperatur nicht ändert. Das Ziel der vorliegenden Arbeit

[1]) Auszug aus: „Die Glimmröhre als Spannungsnormal zur Messung von Spannungsscheitelwerten" von A. Palm.

war, eine Röhre durchzubilden, bei der diese theoretischen Forderungen möglichst vollkommen erfüllt werden.

Eingehende Untersuchungen haben gezeigt, daß diese Forderung erfüllbar ist. Es wurden sehr zahlreiche Glimmröhren untersucht in Gleichstrom und in Wechselstrom bei

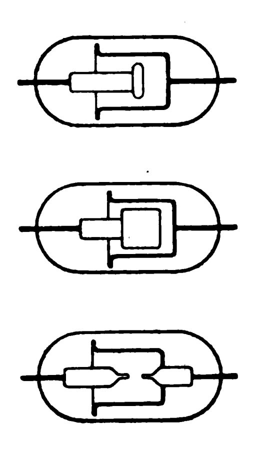


Fig. 1.

Frequenzen von 10 bis 10^6 Perioden je Sekunde. Nur die sehr sorgfältig mit Edelgas (Neon-Helium) gefüllten Röhren haben sich als brauchbar erwiesen.

Fig. 1 zeigt den schematischen Schnitt einiger Röhren. Die aus Aluminium bestehenden zylinderförmigen Elektroden

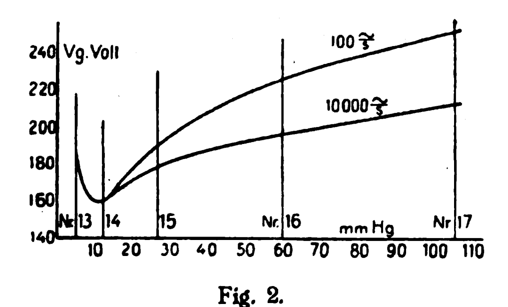


Fig. 2.

liegen koachsial ineinander, so daß die Glimmstrecke gegen elektrische Beeinflussung von außen geschützt ist. In den Fig. 2 und 3 sind einige Meßresultate zusammengestellt; Fig. 2 zeigt die Glimmspannung Vg in Abhängigkeit vom Gasdruck für eine Frequenz von 100 und eine solche von

Gasdruck ist neben der Nummer der Versuchsröhre eingetragen. Die Frequenzabhängigkeit nimmt mit dem Gasdruck ab. Die Werte der Röhre Nr. 13 (5 m/m Hg) liegen mit guter Annäherung auf einer zur Abszisse parallelen Geraden. Bei Röhren mit geringem Gasdruck (die Meßresultate sind in der Fig. 3 nicht eingetragen) zeigt sich schon bei der Niederfrequenz eine starke Frequenzabhängigkeit der Glimmspannung. Der günstigste Gasdruck für Glimmröhren zur Spannungsmessung liegt also in der Nähe des Minimums der Spannungsdruckkurve, für Neon-Helium- und Aluminiumelektroden zwischen 5 und 15 m/m Hg. Bei fast allen Röhren lag der Gleichstromspannungswert (0 Perioden, Fig. 3) tiefer als der Wechselstromwert, bei kleinen Gasdrucken (unter 5 m/m Hg für Neon-Helium) kehrt sich jedoch das Verhältnis um.

Der Glimmeinsatz wird entweder direkt mit dem Auge festgestellt, was bei Neon-Helium mit seiner auffallenden Farbe gut gelingt oder bei Frequenzen im Hörbereich mit dem vor die Röhre geschalteten Telephon, das durch den mit dem Glimmen einsetzenden Glimmstrom zum Tönen

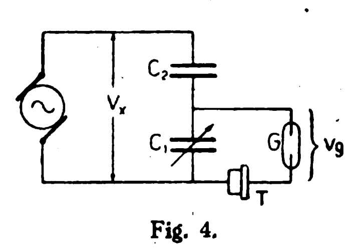


Fig. 4.

kommt. Es hat sich gezeigt, daß die äußere Schaltung von großem Einfluß ist auf die sichere Ausbildung und Erkennung des Glimmeinsatzes. Dieser erfordert eine gewisse, wenn auch sehr kleine Energiemenge, die im Augenblick der Stossionisation nahe an den Elektroden in Form potentieller Energie vorhanden sein muß. Beim Kondensator ist dies der Fall, da seine Ladungsenergie $\frac{1}{2} C V^2$ gleichzeitig mit der Spannung ihren Maximalwert erreicht. Bei vielen Glimmröhren reicht die Röhrenkapazität selbst (Größenordnung 10 cm) hierfür aus, bei anderen ist es notwendig, eine Kapazität parallel zu schalten.

Weitere Untersuchungen erstrecken sich auf die zeitliche Konstanz der Glimmspannung, die Einflüsse von Temperatur, fremden elektrischen und magnetischen Feldern und Rönt-

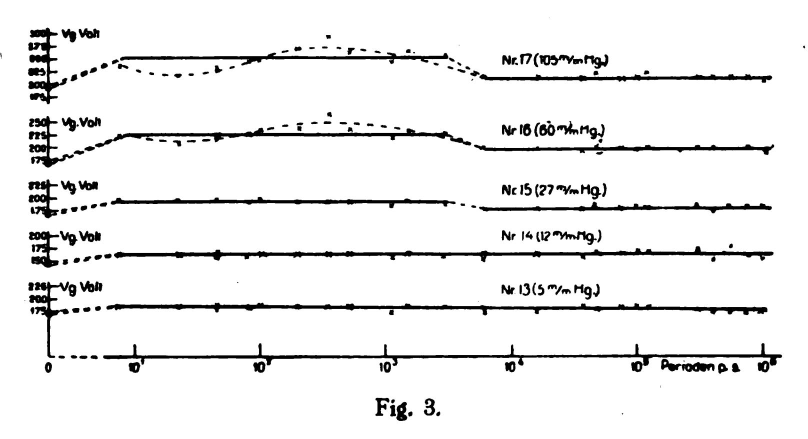


Fig. 3.

10 000 Perioden je Sekunde. Die beiden Kurven berühren sich in ihren Minimalwerten. Dort sind also die Werte für die verschiedenen Frequenzen gleich groß. Die Abhängigkeit der Glimmspannung Vg von der Frequenz ist in der Fig. 3 dargestellt. Die Abszisse ist hier logarithmisch geteilt. Der

genstrahlen und die Möglichkeit ihrer Beschränkung auf ein vernachlässigbares kleines Maß.

Die Messung unbekannter Scheitelspannungen erfolgt durch Spannungsunterteilung nach dem grundsätzlichen Schema der Fig. 4. Die kapazitative Spannungsunterteilung



hat sich, besonders für hohe Spannungen, als vorteilhaft erwiesen. C_1 ist ein regulierbarer, C_2 ein konstanter Kondensator. Wird bei konstanter Spannung V_x der Kondensator C_1 verkleinert, so steigt seine Spannung und damit die

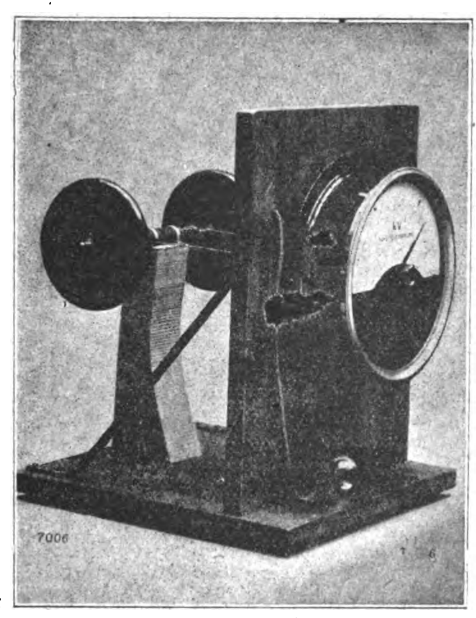


Fig. 5.

Spannung an der Glimmröhre G. Erreicht der Scheitelwert der Spannung an C_1 die Glimspannung Vg der Röhre G, dann ist nach bekannten Beziehungen

$$V_x = V_g\left(\frac{C_1}{C_2} - 1\right)$$

Der Eintritt des Glimmens wird mit dem Telephon T festgestellt. Die Stellung des Kondensators C_1 gibt dann ein direktes Maß für die gesuchte Scheitelspannung V_x.

Die Fig. 5 zeigt einen Scheitelspannungsmesser, der in den Werkstätten von Hartmann & Braun A.-G. hergestellt wurde und der mit den beiden Meßbereichen 0,6 bis 5 kV und 4 bis 40 kV ausgestattet ist. In der Mitte eines Instrumentgehäuses ragt ein Knauf heraus, der den Kondensator C_1 (Fig. 4) zu verändern gestattet. Der Instrumentzeiger ist mit der Achse des Drehkondensators fest verbunden und spielt über einer Kilovoltskala. Die zur Unterteilung erforderlichen Kondensatoren sind teils im Instrumentgehäuse, teils hinter demselben untergebracht. Die Glimmröhre befindet sich ebenfalls im Instrumentgehäuse; das Hörtelephon ist an einer Schnur herausgeführt. (Liegt im Bild unter dem Instrument.) Zur Messung des Scheitelfaktors bedarf es keiner geeichten Spannungsunterteilung. Die Glimmröhre wird einem Voltmeter, das den Effektivwert angibt, parallel geschaltet. Steigert man die Spannung bis zum Glimmeinsatz, so ist die Scheitelspannung gleich der bekannten Glimmspannung der Röhre. Der Effektivwert wird am Voltmeter abgelesen. Der Scheitelfaktor ist dann der Quotient aus beiden. Da es sich nur um die Bildung eines Quotienten handelt, fallen die Daten des Spannungsteilers heraus.

Im Hochspannungslaboratorium von Hartmann & Braun wurde der Scheitelfaktor an Spannungen bis 250 kV bestimmt. Es hat sich gezeigt, daß diese Messungen unter Beachtung gewisser Vorsichtsmaßregeln recht gute Resultate ergeben. Als besonders wertvoll hat sich bei diesen Messungen herausgestellt, daß man Hochfrequenzwellen, wie sie z. B. durch Glimmen eines Leiterteils auftreten, nicht nur feststellen, sondern ihre Amplitude auch messen kann.

Patentschau.

Von **M. Blaschke.**

Deutsche Patentschriften.

Kondensatoren, Hochspannungstransformatoren, Hochfrequenzgeneratoren und -transformatoren, Frequenzmesser und -umformer, Asynchronmotoren.

D. R. P. 364 450 vom 16. September 1920, ausgegeben am 17. Januar 1923. Joseph Francis Bernard in London. Drehkondensator mit gekrümmten Belegungen. Die eine Gruppe ist um eine gemeinsame Achse gegenüber der anderen Gruppe zur Änderung der wirklichen Oberfläche gedreht. Die Belegungen besitzen die Gestalt einer Glocke oder Schale, die geometrisch durch Drehung einer ungeraden Linie (Kreis, Ellipse, Parabel, Hyperbel) um eine von der Linie von zwei Punkten geschnittene Achse entsteht.

D. R. P. 368 401 vom 14. Oktober 1917, ausgegeben am 14. März 1923. Heinrich Schieferstein in Charlottenburg. Verfahren zur Herstellung von Drahtkondensatoren, deren feste und bewegliche Platten abwechselnd mit Zwischenlagen aufeinandergeschichtet werden. Zur Vermeidung von Abstandsänderungen durch Materialverkrümmung zwischen je zwei Kondensatorplatten dienen mehrere im Verhältnis zur Plattengröße kleine Zwischenstücke.

D. R. P. 364 904 vom 8. Oktober 1919, ausgegeben am 24. Januar 1923 (Zusatz zum Patent 356 227, vgl. Bd. 43 des Patentblattes, S. 2659) Siemens-Schuckertwerke G. m. b. H. in Siemensstadt b. Berlin. Hochspannungstransformator oder Drosselspule mit besonderen Wicklungen in den Eisenkern durchsetzenden Kanälen. Die in diesen Wicklungen fließenden Ströme sollen den Sättigungsgrad beeinflussen. Die die Wicklungen enthaltenden Kanäle liegen nach Patent 356 227 in den von den Spulen des Transformators bedeckten Teilen des Eisenkörpers.

D. R. P. 364 908 vom 12. Juli 1921, ausgegeben am 24. Januar 1923. Hochspannungsges. m. b. H. in Köln-Braunsfeld. Hochspannungstransformator. Die Abstutzung der Hochspannungswicklung gegen das Joch erfolgt durch einen als Serienkondensator ausgebildeten ringförmigen Isolierkörper, der mit dem einen Endbetrag an das Wicklungsende, mit dem anderen an das Eisen angeschlossen ist.

D. R. P. 367 962 vom 29. Dezember 1921, ausgegeben am 14. März 1923. C. Lorenz A.-G. in Berlin-Tempelhof und K. Schmidt in Berlin, Südende. Hochfrequenstransformator. Die Spulenwicklungen sind Träger des Eisenkörpers.

D. R. P. 368 099 vom 28. September 1921, ausgegeben am 14. März 1923. Allgem. Elektr.-Ges. in Berlin. Gekapselter Hochfrequenzgenerator der Gleichpolinduktortype und D. R. P. 368 100 vom 23. Mai 1922, ausgegeben am 14. März 1923. Allgem. Elektr.-Ges. in Berlin. Dreiphasiger Hochfrequenzgenerator der Gleichpoltype.

D. R. P. 368 683 vom 25. April 1919, ausgegeben am 28. März 1923; Zusatz zum Patent 360 333. Ges. f. drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Ruhender Frequenzumformer mit Hilfsmagnetisierung. Es ist magnetisch parallel zu der Gleichstromwicklung auf den gleichen Eisenkern wie diese eine besondere in sich oder auf Widerstände geschlossene Kurzschlußwicklung angeordnet.

D. R. P. 364 511 vom 3. April 1919. Ges. f. drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Ruhender Frequenzumformer insbesondere für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie. Als magnetisches Material dienen Heuslersche Legierungen.

D. R. P. 364 337 vom 7. Juni 1921, ausgegeben am 17. Januar 1923. Franz Leist in Wien. Frequenzmesser. Es wird hier die Wirkung von Kernen und ihren von dem zu prüfenden Strom über Selbstinduktion, Widerstand und gegebenenfalls gespeisten Spulen aufeinander oder auf schwingende Anker zur Messung benutzt. Dabei äußert die eine Spule eine angenähert konstante Kraft oder ist durch eine solche ersetzt, die andere Spule liegt in einem Schwingungskreis, dessen Abstimmung von der jeweiligen gegenseitigen Stellung dieser zweiten Spule und ihres Kernes so abhängig ist, daß bei den verschiedenen zu

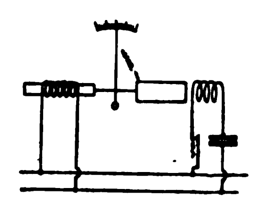


Fig. 1.

messenden Frequenzen und Gleichgewichtsstellungen des Meßorganes (Zeigers) dieser Schwingungskreis eine geringere Eigenschwingungszahl besitzt als die zu messende Frequenz (Fig. 1).

D. R. P. 364 810 vom 25. März 1917, ausgegeben am 24. Januar 1923. Siemens-Schuckertwerke G. m. b. H. in Siemensstadt b. Berlin. Asynchronmotor, dessen wirksamer Rotorwiderstand durch die Wirkung des Rotorstreufeldes auf Stromverdrängung oder Wirbelstrombildung bei erheblichen Schlüpfungen stark vermehrt wird. Die Rotorwicklung besitzt im Anlauf ganz oder nahezu die gleiche Streuung wie die Statorstromkreise; die Gesamtstreuung eines solchen Motors beträgt etwa das doppelte der reinen Statorstromkreisstreuung.

D. R. P. 364 905 vom 30. September 1919, ausgegeben am 24. Januar 1923. Ges. f. drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Anordnung zur Konstanzhaltung der Periodenzahl eines Wechselstromnetzes, insbesondere für Zwecke der Hochfrequenzerzeugung. Das Antriebsnetz für den Hochfrequenzumformer wird von einem asynchronen Generator gespeist, dessen Umlaufzahl nicht genau konstant ist. Dieser Asynchrongenerator wird von einem Wechselstrom veränderlicher Periodenzahl derart erregt, daß die Summe aus dieser Periodenzahl und derjenigen der Umdrehung des asynchronen Generators bei einer gegebenen Einstellung unabhängig von der Belastung und stets konstant der Umdrehungsgeschwindigkeit des Generators bleibt.

Gleichrichter.

D. R. P. 361 874 vom 13. September 1921, ausgegeben am 3. Januar 1923. Siemens-Schuckertwerke G. m. b. H. in Siemensstadt b. Berlin. Quecksilberdampfgleichrichter, dadurch gekennzeichnet, daß Arbeitsstromkreis und Erregerstromkreis magnetisch miteinander verkettet sind.

D. R. P. 363 720 vom 23. Februar 1921, ausgegeben am 3. Januar 1923. Allgem. Elektrizitäts-Ges. in Berlin. Einrichtung zur Kühlung des Quecksilbers der Kathode bei Großgleichrichtern. Das unverdampfte Quecksilber wird durch mechanische oder elektrische

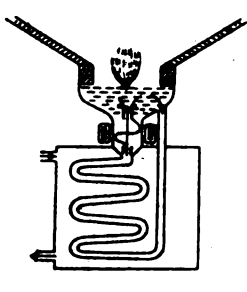


Fig. 2.

Einwirkung im Innern des Apparates derart zum Umlauf gezwungen, daß der Kathodenoberfläche dauernd gekühltes Quecksilber zugeführt wird (Fig. 2).

D. R. P. 367 417 vom 10. September 1920, ausgegeben am 7. März 1923. Gleichrichter-Gesellschaft m.b.H. in Berlin und Fritz Kleeberg in Berlin-Südende. Einführung des Stromleiters für Kathoden bei Glasgefäßen von Quecksilberdampfgleichrichtern. Die Einführung geschieht hier statt von unten durch einen seitlich angesetzten Hals, und zwar derart, daß die Zuleitung in das Quecksilber von oben eintaucht und durch eine Abdeckung aus Quarz oder einem ähnlichen schwer schmelzbaren Stoff gegen die Lichtbogen isoliert ist.

D. R. P. 368 012 vom 28. November 1920, ausgegeben am 14. März 1923. Allgem. Elektr.-Ges. in Berlin. Gleichrichter mit künstlicher Kühlung durch Ventilator. Der Kühlluftstrom wird durch den zum Gleichrichter erforderlichen Transformator (bzw. Drosselspule) hindurchgesaugt oder getrieben.

Kathoden-, Vakuum-, Elektronen- und Glühkathodenröhren.

D. R. P. 367 437 vom 24. August 1919, ausgegeben am 7. März 1923. Ges. f. drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Einrichtung von Kathodenröhren, insbesondere an Doppelgitterröhren, mit einem über die Röhren gezogenen Schutzzylinder aus Metallblech, Kupferfolie oder dgl. Der Zylinder ist mit einer der Batterien oder der Erde verbunden.

D. R. P. 367 438 vom 2. März 1917, ausgegeben am 7. März 1923. Dr. Walther Kossel in München. Entladungsröhre für elektrische Vakuumentladungen, insbesondere zur Erzeugung, Gleichrichtung, Verstärkung und Nachweis elektrischer Schwingungen, Wechselströme und Stromschwankungen. Die Ionen bzw. Elektronen, die von der Entladung selbst in einem Nebenraum erzeugt werden, stehen unter dem Einfluß eines elektrischen oder magnetischen Hilfsfeldes, so daß Ionen bzw. Elektronen in veränderter Zahl aus dem Nebenraum in die Hauptentladung (eigentliche Entladung) eintreten.

D. R. P. 363 914 vom 14. November 1917, ausgegeben am 10. Januar 1923. Dr. Erich Huth G. m. b. H. in Berlin. Elektronenröhre. Die Glühkathode wird hier unter Vermeidung einer unmittelbaren Stromzuführung durch die Röhrenwand mittels Induktion von außen geheizt (Fig. 3).

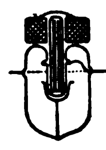


Fig. 3.

D. R. P. 363 915 vom 26. November 1918, ausgegeben am 10. Januar 1923. Dr. Julius Edgar Lilienfeld in Leipzig. Wärmeableitende Vorrichtung für Elektroden von Vakuumröhren. Ein die Wärme ableitender Stab ist axial durchbohrt und durch diese Bohrung ein mit dem Boden der Elektrode fest verankerter Draht geführt. Er übt mittels einer Schraube oder ähnlicher Vorrichtungen einen bedeutenden Druck auf die Anlagefläche zwischen Metallstab und Elektrodenkörper aus. Der die Wärme ableitende Stab ist unterteilt und sein unterer Teil steht in dauernder Verbindung mit der Röhre, sein oberer Teil aber bildet mit dem Rippenkörper einen selbständigen, von der Röhre abtrennbaren, gut wärmeleitenden und an diese anschließbaren Bestandteil.

D. R. P. 365 605 vom 23. März 1919, ausgegeben am 7. Februar 1923. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Schaltungsanordnung zum Erzeugen elektrischer Schwingungen mittels Glühkathodenröhren. Die erzeugten Schwingungen beeinflussen die Temperatur der Glühkathode, ändern die Energiezufuhr zu dem Kathodendraht.

D. R. P. 366 829 vom 11. November 1917, ausgegeben am 28. Februar 1923. Siemens & Halske A.-G., Siemensstadt b. Berlin. Schaltungsanordnung mit einer oder mehreren Vakuumglühkathodenröhren zur Verstärkung von Wechselströmen, deren Frequenz elektrischen Wellen von der Größenanordnung von 1000 m und darunter entspricht. Der innere Widerstand im Anodenkreis beträgt weniger als 20 000 Ohm und ist für das ganze Gebrauchsfrequenzgebiet niedriger oder höchstens gleich dem Widerstand des unvermeidlichen Kapazitätsnebenschlusses.

Band 24. Februar 1924. Heft 2.

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an Dr. Eugen Nesper, Berlin-Friedenau, Trägerstr. 2[1], zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W. 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Die Resonanzkurven bei verschiedenen Dämpfungstypen.

Von **D. Roschansky.**

Ziel und Methode.

§ 1. Als wichtigstes Resultat dieser Arbeit möchte ich die Feststellung der typischen Form von Resonanzkurven bezeichnen, die bei der sogenannten anomalen (Funken-) Dämpfung der Schwingungen auftreten. Die einfachste Form der Kurvengleichung für den Fall einer linearen Dämpfung habe ich in einer russischen Notiz vor einigen Jahren veröffentlicht. Daselbst waren auch einige Resultate der Resonanzmessungen angeführt, die mit der Theorie und meinen früheren Bestimmungen der Funkenspannung in guter Übereinstimmung gefunden wurden.

Die Rechnungsmethode, die zu dem ersten einfachen Resultate führte, ließ sich dann weiter ausbauen und verallgemeinern. Die Theorie wurde in zwei Richtungen vervollständigt. Erstens konnte die Voraussetzung linearer Dämpfung durch einen allgemeineren Ansatz ersetzt werden, weil der lineare Abfall der Amplitudenkurve nur einen Spezialfall bildet. Zweitens war es notwendig, den Einfluß der sekundären (Resonator-) Dämpfung zu untersuchen, was eine bedeutende Komplikation des Formelapparates verursacht.

Die bekannte Abweichung der Resonanzkurven, die mit einer Funkenentladung aufgenommen sind, von dem theoretischen Verlauf, ist immer als ein Mangel der Bjerknesschen Theorie betrachtet; doch fand diese Frage von theoretischer Seite nur wenig Beachtung. Ein bemerkenswerter Versuch, diese Erscheinung zu deuten, ist in einer Arbeit von Macků[1]) enthalten, auf dessen Resultate wir noch weiter unten zurückkommen werden. Doch fußt seine Theorie auf einer unrichtigen Annahme über die Art der Funkendämpfung und ist deswegen unhaltbar.

Um die Rechnung so einfach und übersichtlich wie nur möglich zu gestalten, muß das Problem nicht zu allgemein behandelt werden. Die Grenzen, die unseren Betrachtungen gezogen sind, werden durch die praktischen Bedürfnisse festgesetzt. Dieselben sind aber durch eine Näherung vollständiger befriedigt, als es mit einer strengen Lösung möglich wäre. Denn eine konsequente Durchführung des Näherungsverfahrens gestattet: erstens, keine spezielle Bedingungen dem Typus der Dämpfung zu stellen und zweitens, den Grad der Annäherung einer allgemeinen Kontrolle zu unterziehen.

Stellen wir an die Spitze unserer Betrachtungen die Forderung, daß die Dämpfung der Schwingungen klein sein soll, so ist damit für die Zwecke der Resonanzmessungen nicht viel eingebüßt. Denn flache Resonanzkurven kommen bei genauen Messungen kaum in Betracht. Damit werden aber dem Gebiete, in dem die Konstruktion der Kurven ausgeführt werden darf, bestimmte Grenzen vorgeschrieben. Zweckmäßig ist es auch, zwei Fälle gesondert zu behandeln: erstens, denjenigen, bei dem die Vernachlässigung der Dämpfung in resonanzfähigem Sekundärkreise gestattet ist, und zweitens den allgemeineren Fall, wo die primären und sekundären Dämpfungen von derselben Größenordnung sind.

Im ersten Falle können wir leicht zu einer besseren Annäherung gelangen, indem wir die Korrektionsglieder berechnen. Auch ein weiterer Ausbau der Theorie läßt sich hier mit einfacheren Mitteln durchführen als es im allgemeinen Falle möglich wäre. Es ist dies besonders bei Berechnung der maximalen Amplituden der Fall (§ 4).

Obgleich das benutzte Rechenverfahren eine stufenweise Verbesserung der genäherten Werte ermöglicht, so sind doch die Rechnungen im allgemeinen Falle so kompliziert, daß es sich kaum lohnt, die Korrektionsglieder zu berechnen. Wir werden ja bei Resonanzmessungen immerhin darauf Acht

[1]) B. Macků, Ann. d. Phys. 34, S. 342, 1911: „Die Abhandlung von E. Taege: „Strom und Stromeffekt im Resonanzkreise bei der Annahme geradlinigen Amplitudenabfalls im Primärsystem". Verhandl. d. deutschen Physik. Gesellsch., Bd. 15, S 753, 1913, scheint dem Verfasser entgangen zu sein (Anm. M. Wien)".

geben, daß die sekundäre Dämpfung so weit wie möglich herabgesetzt wird. Die Behandlung des allgemeinen Falles gibt uns jedoch den Hinweis auf die Größenordnung, auf deren Wirkung und auf den Grenzwert der Sekundärdämpfung, der nicht überschritten werden darf.

Die grundsätzliche Voraussetzung unserer Rechnungen ist in dem folgenden analytischen Ausdruck enthalten, der den Verlauf der primären Schwingungen darstellt:

$$i = i_0 f(t) \sin at \tag{I}$$

Dabei ist f eine abnehmende Funktion, die stetig oder mit endlichem Stetigkeitssprüngen verlaufend die Dämpfung der Schwingungen zum Ausdruck bringt. Diese Funktion kann nur positive Werte annehmen, und zwar von Eins bis Null, oder sie ist ein endliche Bruchzahl, wenn die Schwingungen bei einer endlichen Amplitude abreißen. Inwieweit der Ansatz (I) gerechtfertigt ist, wird im letzten Abschnitte dieser Arbeit besprochen.

Die Fnuktion f soll aber einer einschränkenden Bedingung unterworfen werden, die bei dem benutzten Näherungsverfahren unumgänglich und für denselben geradezu charakteristisch ist. Dieselbe ist mit der allgemeinen Voraussetzung schwacher Dämpfung durchaus identisch. Soll $f(t)$ eine langsam abnehmende Funktion sein, so ist der zweckmäßigste Ausdruck dafür durch die folgende Ungleichung gegeben:

$$\left| \frac{df}{dt} \right| << a \tag{A}$$

Mit dieser Bedingung zusammenhängend ist die Einschränkung der sekundären Schwingungszahlen, die bei der Rechnung in Frage kommen. Da schwachgedämpfte Schwingungen eine scharfe Resonanz zur Folge haben, so können wir die Veränderung der sekundären Schwingungsfrequenz klein annehmen. Bezeichnet man mit a_1 und a die sekundäre bzw. primäre Frequenz, wobei a unvariiert bleiben soll, so ist diese Bedingung durch die folgende Ungleichung dargestellt:

$$\left| \xi \right| = \left| \frac{a_1 - a}{a} \right| << 1 \tag{B}$$

Demgemäß betrachten wir diejenigen Ausdrücke, welche ξ als Faktor enthalten, als Korrektionsglieder erster Ordnung.

Beide Bedingungen bilden die Grundlage unserer Rechnung und reichen zur Lösung des gestellten Problems bei verschwindender sekundären Dämpfung vollkommen aus. Die Theorie für diesen speziellen Fall ist im I. Teil dieser Arbeit dargelegt.

Natürlich ist dabei die Koppelung der Schwingungskreise so klein angenommen, daß keine Rückwirkung der sekundären Schwingungen zu berücksichtigen ist. Was die Art der Koppelung anbetrifft, so ist deren Einfluß von untergeordneter Bedeutung und kommt nur in der Form der Korrektionsglieder zum Vorschein. Es soll demnach der Einfachheit halber die galvanische Koppelung eingehender betrachtet werden.

Der II. Teil befaßt sich mit dem Fall einer endlichen Dämpfung im sekundären Kreise, die aber noch so klein sein soll, daß der Dämpfungsfaktor gegen die Frequenz zu vernachlässigen ist. Es wird dann den beiden Ungleichungen (A) und (B) noch die folgende zur Seite gestellt:

$$\frac{\delta_1}{a_1} << 1 \tag{C}$$

Die Näherungsmethode ist auch hier dieselbe, wie im ersten Fall, doch sind diese Resultate viel komplizierter, und da diesem Fall weniger Bedeutung zukommt und in der Praxis wir immer trachten werden, uns dem Fall I zu nähern, so soll die Berechnung der Korrektionsglieder in dem Falle II unterbleiben.

Im III. Teil werden nun die verschiedenen Arten der Funkendämpfung diskutiert und der Ansatz (I) begründet. Es stellt sich dabei heraus, daß dieser Ansatz nur in dem Falle, wenn die Amplituden linear abnehmen, streng richtig ist. In anderen Fällen ist er nur eine Näherung, die aber für die Zwecke dieser Untersuchung vollkommen ausreicht. Es werden dabei die Fälle einer parabolischen Amplitudenkurve und einer intermediären Dämpfungsart, die als spezielle Fälle die lineare und exponentielle Dämpfung einschließt, besprochen. Auch eine unstetige Amplitudenfunktion ist in Betracht gezogen.

Es hat sich bei den komplizierteren Dämpfungsarten als zweckmäßig erwiesen, zur Charakterisierung der dämpfenden Wirkung eine Größe einzuführen, die als mittlerer Dämpfungskoeffizient bezeichnet wird. Derselbe hat aber eine sehr einfache Bedeutung, denn er ist gleich der reziproken Zeit, während der die Schwingungen vollständig abklingen. Wie leicht einzusehen ist, besitzt dieser Begriff nur insofern einen bestimmten Sinn, als es möglich ist, eine endliche Abklingungszeit t_1 anzugeben. Bei den betrachteten Schwingungsarten ist dies stets der Fall.

Der mittlere Dämpfungskoeffizient bei der Funkenentladung steht in sehr einfachem Zusammenhange mit dem Mittelwerte der Funkenspannung und ist zu deren Bestimmung zu verwenden. Da aus den Resonanzkurven der mittlere Dämpfungsfaktor sehr annähernd gewonnen wird, so ist dadurch eine Methode zur Untersuchung der Funkenentladung gegeben.

I. Teil.

Der Fall I.

§ 1. Bei verschwindender Dämpfung ist die Differentialgleichung der Sekundärschwingungen gemäß (I), wenn die Ableitungen nach der Zeit durch Striche angedeutet sind

$$V_1'' + a_1^2 V_1 = \frac{K i_0}{C_1} f(t) \sin at \tag{1}$$

Alle Größen, die sich auf den Sekundärkreis beziehen, sind mit dem Index Eins behaftet. Dabei seien die sekundäre Schwingungsfrequenz a_1 und die Kapazität C_1 als veränderliche Größen gedacht. Dagegen soll die primäre Frequenz a und der Koppelungsfaktor K konstant bleiben. Die Lösung dieser Gleichung, die den Anfangsbedingungen angepaßt ist, läßt sich bekanntlich [2]) in der Integralform wie folgt darstellen:

$$V_1 = \frac{K i_0}{C_1 a_1} \int_0^t f(\tau) \sin a\tau \sin a_1 (t - \tau)\, d\tau \tag{2}$$

Die Funktion f kann in diesem Bereiche sowohl stetig verlaufen, wie auch mit einer endlichen Zahl von Unstetigkeitsstellen behaftet sein, welche deren Integrabilität nicht stören.

Durch eine naheliegende Transformation läßt sich die rechte Seite von (2) in zwei Summanden zerlegen, von denen der erste den Hauptwert der Lösung darstellt und der zweite alle Korrektionsglieder enthält. Die erste Näherung von V_1 ist somit:

$$V_1 = -\frac{K i_0}{2 C_1 a_1} \int_0^t f(\tau) \cos \left[(a_1 - a)\tau - a_1 t \right] d\tau \tag{3}$$

Dieselbe läßt sich durch fortschreitende partielle Integration in eine Reihe entwickeln, deren Glieder nacheinander mit

[2]) Siehe Lord Rayleigh „Die Theorie des Schalles" Band I § 66.

einem Sinus oder Kosinus behaftet sind. Durch Zusammenfassung der gleichartigen Glieder bekommt man den nachstehenden Ausdruck:

$$\left.\begin{aligned} V_1 &= \frac{K i_0}{2 C_1 a_1 (a_1 - a)} \\ &\left(F \sin at - F_0 \sin a_1 t - \frac{F' \cos at - F_0' \cos a_1 t}{a_1 - a}\right) \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Die rechte Seite von (4) enthält eine neue Funktion F (und deren Ableitung F'), welche im folgenden eine wichtige Rolle spielt und folgendermaßen definiert ist:

$$F = f - \frac{f''}{(a_1 - a)^2} + \frac{f^{IV}}{(a_1 - a)^4} + \ldots \quad (5)$$

Zur Abkürzung sollen für die Werte von F, die den Momenten t und 0 entsprechen, die Bezeichnungen F und F_0 gelten. Die Korrektionsglieder δV_1 brauchen nur näherungsweise berechnet werden, so daß bis auf Größen höherer Ordnung

$$\delta V_1 = \frac{K i_0}{2 C_1 a_1 (a_1 + a)} (f \sin a t + f_0 \sin a_1 t) \quad (6)$$

Die beiden Ausdrücke (4) und (6) sind ihrer Größenordnung nach durch Differenz bzw. Summe der Schwingungszahlen im Nenner bestimmt, so daß die anzubringende Korrektur von der Größenordnung der relativen Verstimmung ξ sein wird.

$$\xi = \frac{a_1 - a}{a}$$

Die Amplitude der Sekundärschwingungen.

§ 2. Die Hauptlösung (4) und die Korrektionsglieder (6) werden nach bekanntem Transformationsverfahren in der Form

$$V_1 = A \cos (n t + \varphi)$$

zusammengefaßt, wobei $n = \frac{a + a_1}{2}$ ist. Amplitude A und der Phasenwinkel φ sind langsam veränderliche Funktionen der Zeit, von denen wir nur der ersten unsere Aufmerksamkeit schenken werden. Setzen wir abkürzend $B = \frac{K i_0}{2}$, dann ist

$$A^2 = \frac{B^2}{C_1^2 a_1^2 (a_1 - a)^2} [P(t) + \xi P_1(t)] \quad (7)$$

Es sind dabei alle Glieder, die das Quadrat der kleinen Größe ξ enthalten, vernachlässigt. Die beiden Funktionen P und P_1 sind in möglichst symmetrischer Schreibweise folgendermaßen ausgedrückt:

$$\begin{aligned} P(t) = (F - F_0)^2 + \frac{(F' - F_0')^2}{(a_1 - a)^2} + 2\left(F F_0 + \frac{F' F_0'}{(a_1 - a)^2}\right) \\ (1 - \cos 2 \nu t) + 2 \frac{F_0 F' - F F_0'}{a_1 - a} \sin 2 \nu t \end{aligned} \quad (8)$$

und

$$\begin{aligned} P_1(t) = (F - F_0)(f + f_0) + (f F_0 - f_0 F)(1 - \cos 2 \nu t) + \\ \frac{F' f_0 + F_0' f}{(a_1 - a)} \sin 2 \nu t \end{aligned} \quad (9)$$

wo $2 \nu = a_1 - a$ ist.

Die Formel, welche die Amplitudenfunktion $\mathfrak{A}$ der Stromstärke darstellt, fällt bis auf den von der Zeit unabhängigen Faktor und die Korrektionsglieder mit (7) zusammen. Es ist nämlich:

$$\mathfrak{A}^2 = \frac{B^2}{(a_1 - a)^2} [P(t) - \xi P_2(t)] \quad (10)$$

Dabei erhält man die Funktion P_2 im Korrektionsgliede aus P_1, indem man die Vorzeichen von f überall umkehrt.

§ 3. Die Anwendung der allgemeinen Formel sei an einem einfachen Beispiele erläutert. Wir wollen den öfters besprochenen Fall einer linearen Abnahme der Amplituden in Betracht ziehen. Setzen wir $f = 1 - \alpha t$, so verschwinden in (5) alle Ableitungen, und es wird $F = f$. Nach (8) und (9) erhält man dann folgende Ausdrücke:

$$P = \alpha^2 t^2 + 2\left(1 - \alpha t + \frac{\alpha^2}{(a_1 - a)^2}\right)(1 - \cos 2 \nu t) - \frac{2 \alpha^2}{(a_1 - a)} \sin 2 \nu t$$

und

$$P_2 = \alpha^2 t^2 + 2(1 - \alpha t)(1 - \cos 2 \nu t) - \frac{\alpha^2}{(a_1 - a)} \sin 2 \nu t$$

Dieselben vereinfachen sich für den Moment t_1, wo die primären Schwingungen aussetzen, das heißt, wo

$$1 - \alpha t_1 = 0$$

Führen wir die Bezeichnung ein

$$x = \frac{a_1 - a}{\alpha} = 2 \nu t_1$$

dann ist

$$\mathfrak{A}^2 = \frac{2 B^2}{(a_1 - a)^2}\left\{\frac{1}{2} - \frac{\sin x}{x} + \frac{1 - \cos x}{x^2} - \frac{\xi}{2}\left(1 - \frac{\sin x}{x}\right)\right. \quad (10a)$$

Maximale Amplitude.

§ 4. Bei Auswertung der maximalen Amplituden können wir den allgemeinen Ansatz (I) behalten, doch müssen wir, um zu einfachen Resultaten zu gelangen, die Korrektionsglieder fallen lassen. Es ist dann der Amplitudenverlauf durch die Funktion P bestimmt. Differentiert man dieselbe nach der Zeit, so ist nach Reduktion gleichartiger Glieder

$$\frac{dP}{dt} = 2 f [F' - F_0' \cos 2 \nu t + (a_1 - a) F_0 \sin 2 \nu t]. \quad (11)$$

Bei dieser Rechnung wird man von der Eigenschaft der Funktion F Gebrauch machen, welche durch eine Differentialgleichung

$$F + \frac{F''}{(a_1 - a)^2} = f \quad (12)$$

ausgedrückt wird. Die Extremwerte der Funktion P erhält man, indem entweder $f = 0$ oder

$$F' - F_0' \cos 2 \nu t + (a_1 - a) F_0 \sin 2 \nu t = 0 \quad (13)$$

gesetzt wird.

Die Amplituden steigen von Null an und können während der Zeit von 0 bis t_1, wo die primären Schwingungen erlöschen, mehrere relative Maxima haben. Infolge der Abnahme der primären Schwingung ist das erste Maximum auch das absolute. Hat also die Gleichung (12) keine reelle Wurzel in dem betrachteten Zeitintervall, so tritt das Maximum der Amplituden im Moment t_1 ein; es kann aber infolge der Schwebungen ein größeres Maximum zu einer früheren Zeit t_2 eintreten, und das entspricht der ersten Wurzel der Gleichung.

Führen wir für den Wert der Funktion F zur Zeit t_2 die Bezeichnung F_2 ein, dann wird infolge von (13)

$$P(t_2) = \left(F_2 - F_0 \cos 2 \nu t_2 - \frac{F_0'}{(a_1 - a)} \sin 2 \nu t_2\right)^2 \quad (14)$$

Etwas einfacher wird dieser Ausdruck durch Einführung eines Winkels ϑ, der durch die Gleichung

$$tang\,\vartheta = -\frac{F_0'}{(a_1 - a)\,F_0}$$

definiert ist. Dann ist

$$P(t_2) = [F_2 - F_0 \sec\vartheta \cos(2\nu t_2 + \vartheta)]^2 \qquad (14^1)$$

die Bedingung dafür, daß die Wurzel t_2 ein Maximum der Funktion P darstellen soll, ist durch das Vorzeichen der zweiten Ableitung von P gegeben. Soll derselbe negativ sein, so erhält man durch Differentiation von (11) und Benutzung von (12) und (13) die einfache Bedingung

$$f_2 < F_2 - F_0 \sec\vartheta \cos(2\nu t_2 + \vartheta)$$

§ 5. Wir wollen diese allgemeinen Formeln auf den Fall der linearen Dämpfung anwenden. Es ist jetzt

$$f = 1 - a t$$

und

$$tang\,\vartheta = \frac{a}{a_1 - a} = \frac{1}{x}$$

Die Gleichung (13) lautet daher

$$1 - \cos 2\nu t = x \sin 2\nu t$$

Eine einfache Umformung liefert

$$\sin\nu t\,(\sin\nu t - x\cos\nu t) = 0$$

Es kommen daher zwei Wurzelreihen in Betracht: erstens

$$\nu t_2 = p\pi$$

wo p eine ganze Zahl ist und zweitens

$$\nu t_2 = arctg\, x = \frac{\pi}{2} - \vartheta$$

Da jetzt $F = f$ ist, so hat man nach (14^1)

$$P(t_2) = (f_2 \mp 1)^2$$

und ferner für die zweite Ableitung von P

$$P''(t_2) = \pm 2 f_2 (a_1 - a)^2$$

wobei der obere oder untere Vorzeichen der ersten bzw. zweiten Wurzelreihe entspricht. Bei Berechnung der maximalen Amplituden kommt daher nur die letzte in Betracht. Finden sich im Bereiche der t-Werte zwischen 0 und t_1 keine solche Wurzeln, dann werden die sekundären Amplituden immer mehr anwachsen und nach Aussetzen der Primärschwingungen einen stationären Wert erreichen; das Maximum wird daher im Moment t_1 erreicht. Sind deren mehrere, so ist das erste Maximum auch das absolute.

Resonanzkurven.

§ 6. Bei genauen Resonanzmessungen werden meistens Thermoindikatoren verwendet, deren Angaben dem sekundären Stromeffekt proportional sind. Bei verschwindender Dämpfung im Sekundärkreise ist er der daselbst zur Zeit t_1 aufgespeicherten Energie bis auf einen konstanten Faktor gleich. Zu deren Auswertung können die allgemeinen Formeln (7) oder (10) herangezogen werden, da die Amplituden der Spannung bzw. Stromstärke zur Zeit t_1 nicht nur dem Hauptwerte nach, sondern auch in Korrektionsgrößen einander gleich werden.

Wir wollen uns aber sofort dem besonderen Falle lineargedämpfter Schwingungen zuwenden und die Formel (11) benutzen. Im Resonanzfall ist der Grenzwert von $\mathfrak{A}^2$ gleich

$$\mathfrak{A}_r^2 = \frac{B^2}{4a^2}.$$

Die Relativwerte des Stromeffekts sollen mit dem Buchstaben y bezeichnet werden; es ist also

$$y = \frac{8}{x^2}\left\{\frac{1}{2} - \frac{\sin x}{x} + \frac{1-\cos x}{x^2} - \frac{\xi}{2}\left(1 - \frac{\sin x}{x}\right)\right\} \qquad (15)$$

die Gleichung der reduzierten Resonanzkurve. Unter Weglassung der Korrektionsglieder erhalten wir eine einfache Resonanzgleichung, die aber nach der Variable x nur durch ein graphisches Verfahren aufgelöst werden kann. Zu dem Zwecke sind die Werte der Funktion y in der Tabelle 1 angeführt. In der Fig. 1 ist der Fall der linearen Dämpfung durch die Kurve B und derjenige der normalen Dämpfung durch die Kurve A dargestellt.

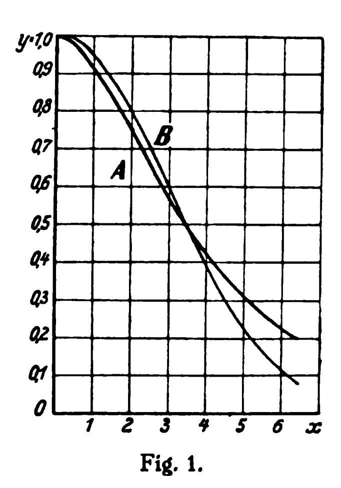


Fig. 1.

Tabelle 1.

x	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5	6
y	0,987	0,946	0,882	0,799	0,703	0,599	0,495	0,396	0,303	0,231	0,122

Die normale Bjerknessche Resonanzkurve, deren reduzierte Gleichung die folgende Form hat,

$$y_1 = \frac{1}{1 + x_1^2}, \qquad (16)$$

ist aber zum besseren Vergleich in einem solchen Maßverhältnis aufgetragen, daß sich beide Kurven im Punkte $y = \frac{1}{2}$ schneiden. Die „normale" Kurve fällt erst steiler, dann aber immer flacher ab. Das Verhältnis der Breiten beider Resonanzkurven ist von der Höhe y des Schnittes abhängig, wie aus der folgenden Tabelle 2 ersichtlich ist.

Tabelle 2.

y	0,9	0,8	0,7	0,6	0,5	0,4	0,3	0,2
$\frac{x}{x_1}$	4,12	3,98	3,85	3,69	3,475	3,18	2,97	2,69

In demselben Maße werden sich die nach der gewöhnlichen Formel berechneten Dekrementwerte verändern, wenn die Dämpfung der Schwingungen linear ist. Das sogenannte mittlere Dekrement (für $y = 0,5$) ist 3,475 mal so groß wie das wahre lineare Dekrement, dem ja allein eine einfache physikalische Bedeutung zukommt.

§ 7. Vergleichen wir das gewonnene Resultat mit der Theorie von Mackŭ[3]), die sich auch mit den Abweichun-

[3]) Mackŭ, Ann. d. Phys. 34, 942, 1911.

gen der Resonanzkurve von der Bjerknesschen Form befaßt. In dieser Theorie wird es angenommen, daß die Dämpfung zwar normal ist, daß aber die Schwingungen bei einer endlichen Amplitude plötzlich ausgelöscht werden. Ist der Anfangswert der Amplituden gleich eins, dann soll der Endwert gleich p sein, wo p ein kleiner Bruch ist. Durch Abänderung dieser Größe kann die theoretische Resonanzkurve der tatsächlich beobachteten angepaßt werden. Ist $p = 0,1$ oder noch größer, dann haben die Mackůschen Kurven denselben Verlauf wie die Kurve bei linearer Dämpfung, obgleich deren Gleichungen durchaus verschieden aussehen. Sie können durch geeignet gewählten Maßstab miteinander fast völlig zur Deckung gebracht werden. Auch manche andere Dämpfungsarten führen zu übereinstimmenden Resultaten. Es ist daher unmöglich, von der Form der Kurve auf die Art der Dämpfung zu schließen. Die Analyse der Schwingungen mit Hilfe einer Braunschen Röhre spricht aber gegen die Voraussetzung der Mackůschen Theorie.

Es ist aber nicht abzuweisen und kann als gesichert erscheinen, daß die Schwingungen bei einer endlichen Amplitude abbrechen können. Es ist daher wichtig, den Einfluß einer solchen Löschwirkung des Funkens bei linearem Verlauf der Amplitudenkurve zu untersuchen.

Es sei denn angenommen, daß die Schwingungen erlöschen zur Zeit t_1, die bestimmt ist durch die Gleichung

$$1 - a t_1 = p.$$

Die entsprechende Formel erhält man aus den Formeln des § 3, indem dort $a t_1$ durch $1-p$ ersetzt wird. Wir wollen hier nur das Endresultat angeben. Die Form der Kurven ist auch bei größeren p nicht merklich beeinflußt, es ist aber eine geringe Verbreiterung der Kurven zu konstatieren, die etwa 2% beträgt, wenn $p = 0,1$ angenommen wird, und bei dem allenfalls überschätzten Werte $p = 0,2$ eine Größe von 9% erreicht. Es ist daraus zu schließen, daß die betrachtete Erscheinung die Bestimmung des linearen Dekrementes nur unbedeutend beeinflussen kann.

Das lineare Dämpfungsdekrement.

§ 8. Zur Bestimmung desselben kann man folgendermaßen vorgehen. Es sei eine Resonanzkurve gegeben, in der als Abscissen ξ und als Ordinaten y gewählt sind. Für einen bestimmten Wert von y wird die zugehörige Abscisse ξ aufgesucht und durch $\frac{x}{2\pi}$ dividiert. Bei linearer Dämpfung muß dieser Quotient von dem gewählten Werte der Ordinate y unabhängig sein. Die folgende Tabelle 3 kann bei einer solchen Bearbeitung der Resonanzkurve von Nutzen sein.

Tabelle 3.

y	0,9	0,8	0,7	0,6	0,5	0,4	0,3	0,2
x	1,38	1,99	2,52	3,01	3,47	3,98	4,50	5,23

Wir führen einige Resultate der Messungen der Resonanzkurven an, die unter Bedingungen erhalten wurden, die für die Gültigkeit unserer angenäherten Formel unentbehrlich sind. Vor allem wurde auf die Kleinheit der sekundären Dämpfung Wert gelegt. Da alle Resonanzkurven übereinstimmende Ergebnisse zutage fördern, so werden nur wenige Beispiele ausreichen.

Tabelle 4.

y	*Mg* $l = 0,80$ mm		*Mg* $l = 3,30$ mm	
	β	γ	β	γ
0,9	0,0403	0,166	0,0257	0,106
0,8	0,0392	0,156	0,0251	0,100
0,7	0,0390	0,150	0,0247	0,095
0,6	0,0387	0,143	0,0247	0,091
0,5	0,0388	0,135	0,0247	0,086
0,4	0,0399	0,127	0,0255	0,081
0,3	0,0391	0,116	0,0255	0,076
0,2	0,0394	0,106	0,0260	0,070
Mittel	0,0395	—	0,0252	—
	Cu $l = 0,80$ mm		*Cu* $l = 3,26$ mm	
0,9	0,0585	0,241	0,0349	0,144
0,8	0,0593	0,236	0,0354	0,141
0,7	0,0587	0,226	0,0351	0,135
0,6	0,0583	0,215	0,0352	0,130
0,5	0,0587	0,204	0,0357	0,124
0,4	0,0601	0,191	0,0368	0,117
0,3	0,0589	0,175	0,0370	0,110
Mittel	0,0589	—	0,0357	—

In dieser Tabelle sind die Werte des linearen Dekrementes β und die des logarithmischen Dekrementes γ nach Bjerknes berechnet und für verschiedene Höhen der Resonanzkurve angegeben. Als Elektrodenmetall wurde Magnesium und Kupfer gewählt und die Messungen bei verschiedenen Funkenlängen 1 ausgeführt. Die Betrachtung des angeführten Zahlenmaterials lehrt, daß die Größe β in der Tat als eine bestimmte Konstante auftritt, während γ eine beträchtliche Abnahme zeigt.

Elektrodynamische Resonanzkurven.

§ 9. So bezeichnen wir eine besondere Form der Resonanzkurven, die von Mandelstam und Papalexi[4]) sowohl theoretisch wie experimentell untersucht wurden, und zwar mit Hilfe eines Elektrodynamometers, dessen Angaben dem elektrodynamischen Integraleffekt Z proportional sind

$$Z = \int_0^\infty i\, i_1\, dt$$

Wir führen hier nur den Hauptwert des Integrals in dem wir die Korrektionsglieder vernachlässigen und dieselben Bezeichnungen wie früher benutzen.

$$Z = \frac{1}{a_1 - a}\left[\int_0^t f F\, dt + \frac{F_0 F' - F F_0'}{(a_1 - a)^2} \cos 2\nu t - \left(F_0 F + \frac{F' F_0'}{(a_1 - a)^2}\right) \sin 2\nu t\right] \qquad (16)$$

Ist die Dämpfung linear, so ist $t = \frac{1}{a}$ zu setzen, und es wird

$$Z = \frac{1}{a^2 x}\left(\frac{1}{3} + \frac{\cos x}{x^2} - \frac{\sin x}{x^3}\right) = \frac{Q(x)}{a^2}. \qquad (17)$$

In der Tabelle 5 sind die nach dieser Formel berechneten Q-Werte für verschiedene x angeführt. Das Maximum dieser Funktion liegt bei $x = 3,8$, und ihr Verlauf gibt die experimentell gewonnene Kurve bei Funkendämpfung mit genügender Genauigkeit wieder.

[4]) L. Mandelstam und Papalexi. Ann. d. Phys. 33 p. 490. 1910.

Tabelle 5.

$x=0$	1	2	3	3,8	4	5	6
$Q=0$	0,0309	0,0593	0,0727	0,0762	0,0761	0,0703	0,0602

Es soll aber betont werden, daß die Theorie von Mackû, auf diesen Fall angewandt, ein ganz ähnliches Resultat liefert.

II. Teil.

Der Fall II.

§ 10. Es soll jetzt die Dämpfung der Sekundärschwingungen berücksichtigt werden. Die Lösung der Differentialgleichung soll wieder mit entsprechenden Abänderungen in der Form eines bestimmten Integrals geschrieben werden. Wir werden hier nur den Hauptwert angeben, der aus der genauen Lösung durch Vernachlässigung aller Korrektionsgrößen erhalten wird

$$V_1 = -A e^{-\delta_1 t} \int_0^t f(\tau) e^{\delta_1 \tau} \sin[(a_1 - a)\tau - a_1 t]\, d\tau \qquad (18)$$

Durch partielle Integration wird dieser Ausdruck umgeformt, wobei sich herausstellt, daß

$$V_1 = A(\Phi \cos at - \Phi_o e^{-\delta_1 t} \cos a_1 t + \chi \sin a t - \chi_o e^{-\delta_1 t} \sin a_1 t)$$

Wir haben jetzt eine Verallgemeinerung der früheren Formel (4) gewonnen, in dem F und ihre Ableitung F' durch die Funktionen Φ und χ ersetzt sind. Dieselben werden durch folgende Reihenentwicklungen dargestellt, wenn die Bezeichnungen d_1 und φ_1 eingeführt werden, die folgendermaßen definiert sind:

$$d_1^2 = (a_1 - a)^2 + \delta_1^2$$
$$\operatorname{tang} \varphi_1 = \frac{\delta_1}{a_1 - a}$$

Es ist

$$\Phi = f \frac{\cos\varphi_1}{d_1} - f' \frac{\sin 2\varphi_1}{d_1^2} - f'' \frac{\cos 3\varphi_1}{d_1^3} + f''' \frac{\sin 4\varphi_1}{d_1^4} + \ldots$$
$$\chi = f \frac{\sin\varphi_1}{d_1} + f' \frac{\cos 2\varphi_1}{d_1^2} - f'' \frac{\sin 3\varphi_1}{d_1^3} - f''' \frac{\cos 4\varphi_1}{d_1^4} + \ldots$$

Bei verschwindender Dämpfung gehen diese Reihen in (5) und deren Ableitung über. Eine einfachere Darstellung hat man, wenn man setzt

φ_1

Es ist dan-

$f'' \frac{\sin 3\varphi_2}{d_1^3} + \ldots$ (19)

$, \frac{\cos 3\varphi_2}{d_1^3} + \ldots$

ane Gleichungen, die

ander verknüpft.

$\chi^1 = f$

$^1 = 0$

ıan

'1

(20)

Stromeffekt.

§ 11. Der Stromeffekt Y im Resonatorkreise

$$Y = \int_0^\infty i_1^2\, dt$$

muß jetzt auf etwas andere Weise aufgesucht werden. Wir gehen auf die Differentialgleichung zurück, die in folgender Form geschrieben wird (induktive Koppelung):

$$\frac{di_1}{dt} + 2\delta_1 i_1 + a_1^2 \int i_1\, dt = -k \frac{di}{dt}$$

Wir multiplizieren beide Seiten mit $i_1\, dt$ und integrieren innerhalb des Intervals von 0 bis ∞. Wegen der Anfangsbedingungen und des Verschwindens der Schwingungen an der oberen Grenze fallen dabei zwei Glieder auf der linken Seite weg, und es bleibt

$$2\delta_1 Y = -K \int_0^\infty i_1 \frac{di}{dt}\, dt \qquad (20)$$

Wir können jetzt die Ausdrücke für i_1 und i einsetzen und die Korrektionsgrößen vernachlässigen.

Ist die Dauer der Primärschwingungen eine endliche und werden sie zur Zeit t_1 ausgelöscht, dann ist als obere Grenze in (19) der Wert t_1 zu nehmen. Der Hauptwert von Y ist also gleich

$$Y = M\Big[\int_0^{t_1} \chi f\, dt + \Phi \int_0^{t_1} f e^{-\delta_1 t} \sin(a_1 - a) t\, dt$$
$$- \chi_o \int_0^t f e^{-\delta_1 t} \cos(a_1 - a)\, tdt\Big] \qquad (21)$$

Die beiden letzten Integrale sollen partiell integriert werden. Sie sind aber (18) durchaus analog und unterscheiden sich von ihm wesentlich nur durch das Vorzeichen im Exponente. Es ist also

$$\int_0^{t_1} f e^{-\delta_1 t} \sin(a_1 - a) t\, dt = -\Psi_1 e^{-\delta_1 t_1} \cos(a_1 - a) t_1 + \Psi_o + \vartheta_1 e^{-\delta_1 t_1} \sin(a_1 - a) t_1$$

wobei die neuen Funktionen Ψ und ϑ durch Umkehrung des Vorzeichens von Ψ_1 aus den Funktionen Φ und χ hervorgehen

$$\Psi(t, \varphi_1) = \Phi(t, -\varphi_1)$$
$$\vartheta(t, \varphi_1) = \chi(t, -\varphi_1)$$

Wir bekommen die allgemeine Formel für den Stromeffekt in der Form

$$Y = B\,[\int_0^{t_1} \chi f\, dt + (\Phi_o \vartheta_1 - \chi_o \Psi_1) e^{-\delta_1 t_1} \sin(a_1 - a) t_1 \qquad (22)$$
$$- (\Phi_o \Psi_1 + \chi_o \vartheta_1) e^{-\delta_1 t_1} \cos(a_1 - a) t_1 + (\Phi_o \Psi_o + \chi_o \vartheta_o)]$$

Resonanzkurven.

§ 12. Wir können jetzt die allgemeine Formel (22) auf die verschiedenen Sonderfälle anwenden. Die normale Dämpfung werden wir nur streifend berühren, da dieser Fall in der Theorie von Mackû eingehend diskutiert ist. Es sei nur bemerkt, daß wegen eines Rechenfehlers seine Endformel in etwas entstellter Form benutzt wurde. Ein korrekter Ausdruck läßt sich mit derselben Näherung aus (21) gewinnen.

Wichtiger für uns ist der Fall linearer Dämpfung der Primärschwingungen. Es sei das Quotient der Dämpfungsfaktoren $\delta_1 : a = \varrho$ und

$$\triangle = \frac{d_1}{\delta_1} = \sqrt{1 + \frac{x^2}{\varrho^2}}$$

Wir setzen auch wie früher $x = \frac{a_1 - a}{a}$,

dann ist bis auf einen konstanten und deshalb unwesentlichen Faktor

$$Y = L - Me^{-\varrho} \sin x + Ne^{-\varrho} \cos x \qquad (23)$$

wobei ist

$$L = \frac{\sin \varphi_1}{3\triangle} + \frac{\cos 2\varphi_1}{2\varrho\triangle^2} + \frac{\cos 4\varphi_1}{\varrho^3\triangle^4}$$

$$M = \frac{\cos 3\varphi_1}{\varrho^2\triangle^3} + \frac{\sin 4\varphi_1}{\varrho^3\triangle^4}$$

$$N = \frac{\sin 3\varphi_1}{\varrho^2\triangle^3} + \frac{\cos 4\varphi_1}{\varrho^3\triangle^4}.$$

Bei Resonanz haben wir $(x = 0)$

$$Y_o = \frac{1}{3} - \frac{1}{2\varrho} + \frac{1}{\varrho^3} - e^{-\varrho}\left(\frac{1}{\varrho^2} + \frac{1}{\varrho^3}\right) = R$$

Es soll dieser Ausdruck mit R bezeichnet werden, dann lautet die reduzierte Gleichung der Resonanzkurve

$$y = \frac{1}{R}(L - Me^{-\varrho} \sin x + Ne^{-\varrho} \cos x) \qquad (24)$$

Da $\tang \varphi_1 = \frac{\varrho}{x}$, so hängt die rechte Seite von (24) außer x noch von dem Parameter ϱ ab.

§ 13. Durch die Gleichung (24) ist der Einfluß der Sekundärdämpfung ausgedrückt. Jeder Wert des Parameters ϱ bestimmt eine besondere Form der Resonanzkurve, die sich um so mehr dem normalen Typus nähert, je mehr die Sekundärdämpfung ins Gewicht fällt. Wir berechnen für verschiedene Abscissen x die zugehörigen Ordinaten y, indem $\varrho = 1$ bzw. 2 und 4 gesetzt wird. Das Zahlenmaterial ist in der Tabelle 8 enthalten.

Tabelle 6.

$\varrho = 1$

x	1	2	3	4	5	6	7	8	9
y	0,958	0,841	0,680	0,515	0,368	0,246	0,175	0,130	0,101
r	1,11	1,14	1,16	1,18	1,21	1,24	1,28	1,35	1,43

$\varrho = 2$

x	1	2	3	4	5	6	8	10
y	0,967	0,875	0,744	0,591	0,460	0,347	0,206	0,139
r	1,26	1,29	1,32	1,34	1,36	1,41	1,52	1,72

$\varrho = 4$

x	2	4	6	8	12	16
y	0,920	0,730	0,524	0,366	0,195	0,117
r	1,67	1,70	1,78	1,94	2,28	2,63

Die Wirkung der Größe ϱ läßt sich am bequemsten dadurch schätzen, daß man das Verhältnis r der Breiten der Kurven, die einem bestimmten Werte ϱ entspricht, zu der bei $\varrho = 0$ berechnet. Eine solche Verbreiterung der Kurven ist für verschiedene Höhen y verschieden, und zwar wächst sie um so mehr, je weiter man sich von dem Gipfel der Kurve entfernt und je größer ϱ ist. Da die Größe der Dämpfung aus der Breite der Kurven bestimmt wird, so kann man die gefundenen Resultate in der Weise ausdrücken, daß der scheinbare Zuwachs der Dämpfung dem Dämpfungsfaktor der Sekundärschwingungen nur ungefähr proportional ist und daß dieser Einfluß viel geringer ist als in der Theorie von Bjerknes. Dagegen ist die Form der Kurven durch ungleichmäßige Verbreiterung merklich modifiziert und kommt bei $\varrho = 4$ derjenigen bei normaler Dämpfung ziemlich nahe.

Wollen wir uns noch die Frage vorlegen, wie klein denn eigentlich die Sekundärdämpfung sein soll, damit ihr Einfluß auf die Form der Resonanzkurven zu vernachlässigen ist. Bei $\varrho = 1$ können die Dekrementwerte, die aus verschiedenen Punkten der Resonanzkurve bestimmt werden, keine Konstanz aufweisen. Will man die Theorie einer experimentellen Prüfung unterziehen, so muß ϱ kleiner als 1 sein. Da aber β, wie aus der Tabelle 4 zu ersehen ist, bei längeren Funken wenige Prozente der Einheit ausmacht, so soll auch das sekundäre Dekrement bei den Messungen nicht viel mehr als etwa 0,01 ausmachen.

III. Teil.

Der Funkenwiderstand.

§ 14. In dem Vorangehenden haben wir eine allgemeine Methode kennengelernt, die es gestattet, den allgemeinen Fall einer anomal gedämpften Schwingung zahlenmäßig zu verfolgen. In diesem Teil wollen wir uns auf die Funkendämpfung beschränken und verschiedene mögliche Typen derselben in Betracht ziehen. Einige allgemeine Bemerkungen über den Funkenwiderstand sollen diesen Betrachtungen vorangeschickt werden.

Selbstverständlich ist es, daß die Funkenentladung einen wirklichen Widerstand darstellt, in dem die Energie vergeudet, aber keineswegs gewonnen werden kann. Daraus folgt, daß die Spannung und die Stromstärke im Funken immer die gleichen Vorzeichen besitzen und gleichzeitig Null werden oder ihre Richtung umkehren. Von dem Ohm'schen Widerstand ist aber der Funkenwiderstand in der Weise verschieden, weil die Spannung an ihm nicht durch die momentane Stromstärke allein bestimmt ist und die beiden keineswegs eindeutig miteinander verknüpft sind.

Es ist für die Rechnung am naheliegendsten, sich die Funkenstrecke als eine eingeprägte veränderliche elektromotorische Kraft vorzustellen, die mit dem Strom gleichphasig ist, aber beliebig variieren kann. Als erste Näherung kann dabei folgender Ausdruck gelten

$$e = E \sin at \qquad (25)$$

wobei E eine mit der Zeit langsam veränderliche Funktion ist und a der Frequenz der Schwingungen gleichkommt. Es ist aber auch möglich, und in manchen Fällen gibt das wohl eine bessere Näherung, den Verlauf der elektromotorischen Kraft des Funkens durch eine unstetige Funktion darzustellen. Dieselbe soll, so lange ihr Vorzeichen ungeändert bleibt, einen konstanten Wert beibehalten, aber bei jedem Vorzeichenwechsel sich auf einen im allgemeinen verschiedenen Wert einstellen. Es ist also durch eine Reihe

$$E_0, -E_1, E_2, -E_3, \ldots$$

gegeben, deren Glieder abwechselnd positiv und negativ sind. Der Übergang von der einen Amplitude zu der darauffolgenden geschieht sprungweise und wird durch die Umkehrung der Stromrichtung bedingt.

Inwieweit diese Näherungen mit unserem Grundsatz (I) verträglich sind, ist vor allem zu untersuchen. Wir müssen dabei auf die Differentialgleichung der Primärschwingung zurückgehen und deren Lösung bei verschiedenen Voraus-



setzungen über den Funkenwiderstand diskutieren. Es können diese Betrachtungen ziemlich allgemein gehalten sein, wenn man an der Bedingung der langsamen Veränderlichkeit der Amplituden E festhält.

Die Versuche mit der Braunschen Röhre lehren, daß in einigen Fällen E überhaupt als konstant zu betrachten ist. In anderen Fällen jedoch kann die Amplitude E beim Ausschwingen des Primärkreises sowohl abnehmen wie anwachsen, aber stets ist diese Ab- bzw. Zunahme prozentual kleiner als die Dämpfung der Primärschwingung.

Dämpfungstypen.

§ 15. Denken wir die Dämpfung durch die elektromotorische Kraft des Funkens allein bedingt, so können wir von der folgenden Gleichung ausgehen

$$\frac{d^2 V}{dt^2} + a^2 V = a^2 e$$

mit den Anfangsbedingungen $V = V_o$ und $V^I = O$.
Aus der entsprechenden Lösung ergibt sich die Stromstärke durch Differentiation

$$i = C V_0 a \sin at - Ca^2 \int^t e \cos a (t - \tau) dt \tag{26}$$

Diese Formeln gelten ganz streng und allgemein für beliebig physikalisch zulässige Funktionen e. Wir spezialisieren unsere Betrachtungen, indem wir bezüglich der Form diese Funktion die Gültigkeit von (25) annehmen. Ist dann noch E konstant und gleich E_0, d. h. soll die Amplitude von e konstant bleiben, dann haben wir aus (26)

$$i = C a V_0 (1 - \frac{a E_0}{2 V_0} t) \sin at \tag{27}$$

eine Beziehung, die streng gilt und mit dem Ansatz (I) vollständig übereinstimmt. Ist aber E veränderlich, dann können wir einen angenäherten Ausdruck für i auf folgende Weise erhalten. Es ist (26) bis auf Korrektionsglieder, die zu vernachlässigen sind, identisch mit

$$i = C a V_0 (1 - \frac{a}{2 V_0} \int_0^t E \, dt) \sin at \tag{27^1}$$

wenn E eine langsam veränderliche Funktion ist, für die folgende Bedingung gilt

$$\frac{dE}{dt} << a$$

Führen wir noch die Bezeichnungen ein

$$G(t) = \frac{1}{E_0} \int_0^t E \, dt$$

$$i_0 = C a V_0 \quad \text{und} \tag{28}$$

$$a_0 = \frac{a E_0}{2 V_0}$$

so wird

$$i = i_0 [1 - a_0 G(t)] \sin at \tag{29}$$

Die einfachsten Dämpfungstypen erhalten wir, wenn wir setzen:

1. Die Amplituden E bleiben konstant, es muß dann $G(t) = t$ sein, und wir kommen zu dem linearen Abfall der Amplituden der Stromstärke.
2. E ist eine lineare zu- oder abnehmende Funktion. $G(t)$ wird dann eine quadratische Funktion und ergibt eine parabolische Amplitudenkurve. Diese Dämpfungsart soll parabolisch genannt werden.
3. Es ist $E = E_o e^{\varepsilon t}$, dann ist $G(t) = \frac{e^{\varepsilon t} - 1}{\varepsilon}$. Den daraus sich ergebenden Dämpfungstypus können wir intermediär nennen, da er die lineare und die normale (exponentielle) Dämpfung als Spezialfälle enthält, den ersten bei $\varepsilon = 0$, den letzten dagegen bei $\varepsilon = -a_0$.

Es wäre auch noch möglich, den Einfluß der etwaigen Energieverluste, die nach dem Ohmschen Gesetz erfolgen, zu berücksichtigen und somit gemischte Dämpfungsarten zu betrachten.

Der mittlere Dämpfungskoeffizient.

§ 16. Bei linearem Amplitudenverlauf ist die Größe der Dämpfung durch einen Parameter a ausgedrückt. Bei den komplizierteren Dämpfungsarten kommen noch weitere Parameter dazu, die den Verlauf der Größe E charakterisieren. Es ist dann zweckmäßig, einen Mittelwert von E einzuführen, der definiert wird

$$E_m = \frac{1}{t_1} \int_0^{t_1} E \, dt \tag{30}$$

wobei t_1 die Dauer des Schwingungsvorganges darstellt, d. h. die Zeit, nach der die Schwingungen erlöschen. Dementsprechend definieren wir den mittleren Dämpfungskoeffizient

$$a_m = \frac{a E_m}{2 V_o} \tag{31}$$

Nach (28) ist

$$E_m = E_o \frac{G(t_1)}{t_1}$$

und da zur Zeit t_1 die Amplitude der Stromstärke i Null wird, ist laut

$$1 - a_o G(t_1) = O$$

Eliminieren wir die Größe $G(t)$ und E, dann wird

$$a_m = \frac{1}{t_1} \tag{32}$$

Durch diese Beziehung gewinnt der Begriff der mittleren Dämpfungsgröße eine sehr präzise Interpretation, denn dieselbe wird einfach gleich der reziproken Dauer der Schwingungen.

Welche praktische Bedeutung diesem Begriff zukommt, wollen wir weiter unten kennen lernen. Es soll aber bemerkt werden, daß für den Fall einer normalen Dämpfung ($t_1 = \infty$) die Beziehung (32) sinnlos wird, aber gerade hier ist der Begriff der mittleren Dämpfungskonstanten unnötig und wird durch das logarithmische Dekrement ersetzt.

§ 17. Verläuft die elektromotorische Kraft e unstetig, wie in § 14 erläutert wurde, dann ändert sich die Stromstärke während einer einfachen Schwingungszeit sinusoidal mit einer Amplitude, die sich auch sprungweise ändert jedesmal, wenn die Stromrichtung umkehrt. Aus der allgemeinen Formel (26) kann abgeleitet werden

$$i = i_o (1 - \frac{2}{V_o} \sum_{k=o}^{n-1} E_k) \sin at \tag{33}$$

Nach n_1-Schwingungen wird die Amplitude Null sein, wenn

$$1 - \frac{2}{V_o} \sum_{k=o}^{n_1-1} E_k = O \tag{34}$$



Ist die Periode der Schwingungen gleich T, dann ist die Dauer der Schwingungen

$$t_1 = \frac{n_1 T}{2}$$

Der Spezialfall, wobei alle Amplituden gleich E_0 sind, verdient eine besondere Beachtung. Die Gleichung (34) wird transformiert

$$1 - \frac{2 n_1 E_o}{V_o} = O,$$

so daß

$$t_1 = \frac{V_o T}{4 E_o}$$

ist oder

$$a = \frac{4 E_o}{V_o T} \quad (35)$$

Um den Ausdruck (35) des Dämpfungsfaktors mit demjenigen in (28) zu vergleichen, wird in diesem die Schwingungsfreqenz A durch die Schwingungszeit T ausgedrückt; dann ist

$$a_o = \frac{\pi E_o}{V_o T}$$

Es ist also a_o im Verhältnis von $\pi : 4$ kleiner, wenn alle anderen Größen in beiden Fällen denselben Wert haben, was eine Folge der besonderen Form der Spannungskurve ist. Allgemein bei veränderlichen Amplituden ist der mittlere Dämpfungsfaktor

$$a_m = \frac{4 E_m}{V_o T}$$

durch den Mittelwert der Amplitude

$$E_m = \frac{1}{n_1} \sum_{k=o}^{n_1 - 1} E_k$$

bestimmt. Dabei entsprechen der parabolischen bzw. intermediären Dämpfung diejenigen Fälle, in denen die nacheinanderfolgenden E_k eine arithmetische bzw. geometrische Reihe bilden. Die Gleichungen der Resonanzkurven sind in den sich entsprechenden Fällen durchaus identisch.

Die Resonanzkurven.

§ 18. Die allgemeinen Formeln, etwa (8), liefern uns Gleichungen der Resonanzkurven, sobald die Funktion F berechnet ist. Für die oben erwähnten Fälle ist es unschwer, solche Gleichungen aufzustellen und die Konstruktion der Kurven auszuführen. Wenn man von einigen extremen Fällen absieht, so kommt man zu den folgenden Resultaten:

1. Die Kurven bei der parabolischen, intermediären und gemischten Dämpfung unterscheiden sich ihrer Form nach von der Kurve bei linearer Dämpfung nur unbedeutend. Sie haben einen etwa gleichen und ihnen allen eigenen Verlauf, der sie von den „normalen" Kurven unterscheidet.

2. Der quantitative Unterschied der verschiedenen Resonanzkurven findet seinen Ausdruck in der Breite derselben. Wenn der mittlere Dämpfungskoeffizient steigt, verbreitet sich die Kurve entsprechend und umgekehrt. In den meisten praktisch wichtigen Fällen ist die Breite der Kurven bis auf einige Prozent dem mittleren Dämpfungskoeffizient $a_m = \frac{1}{t_1}$ proportional. Verläuft also die Kurve „anormal" und ist die Sekundärdämpfung zu vernachlässigen, dann können wir daraus den reziproken Wert der Dauer des Schwingungsvorganges erhalten, und wenn die Dämpfung durch den Funken bedingt ist, den Mittelwert der Funkenspannung berechnen.

Funkenspannung.

§ 19. In der nachfolgenden Tabelle sind die Resultate der Resonanzmessungen, die an einem Schwingungskreise mit Magnesiumfunkenstrecke ausgeführt wurden, für verschiedene Funkenlängen zusammengestellt. Die Funkenlänge l in Millimetern ist in der ersten Zeile angegeben. Die zweite Zeile gibt das lineare Dämpfungsdekrement β an, und die beiden letzten Zeilen enthalten die Werte von E_m in Volt, welche nach den Formeln (28) bzw. (35) berechnet werden.

Tabelle

l in mm	0,47	0,80	1,07	1,46	1,74	2,05	3,30
β	0,053	0,039	0,034	0,030	0,030	0,028	0,025
E_m in Volt.	46,0	49,6	54,1	54,3	72,0	77,0	97,4
	36,2	39,0	42,5	42,7	56,7	60,5	76,5

Es seien noch einige unmittelbare Messungen derselben Größe Em, die mit der Braunschen Röhre unter allerdings ziemlich abweichenden Versuchsbedingungen gefunden wurden.

Tabelle

l in mm	0,0	1,0	2,0	3,0	4,0
E_m in Volt.	28	49	57	61	64

Wie man sieht, ist die Übereinstimmung der berechneten und gemessenen Werte eine durchaus befriedigende.

Zusammenfassung der Resultate.

Durch ein zweckmäßiges Näherungsverfahren gelingt es leicht, Resonanzeffekte auch bei anomaler Dämpfung rechnerisch zu verfolgen. Eingehender ist der Fall einer linearen Dämpfung behandelt. Die aufgestellte Resonanzgleichung eignet sich zur Ermittelung des wahren Dekrementes, wofür auch experimentelle Belege angeführt sind.

Der Einfluß der Sekundärdämpfung auf die anomalen Resonanzkurven wurde diskutiert und zahlenmäßig verfolgt.

Verschiedene Dämpfungstypen, die bei der Funkenentladung auftreten können, werden in Betracht gezogen und eine neue Größe: der mittlere Dämpfungsfaktor, eingeführt, die aus den Resonanzkurven zu entnehmen ist und zur Berechnung der Spannungsamplitude der Funkenentladung verwendet werden kann.

Petersburg, 9. 12. 1923.
Radiolaboratorium.



Zur Bestimmung der Kurvenform von Wechselströmen mit Hilfe der Braunschen Röhre.

Von **L. Casper, K. Hubmann** und **J. Zenneck.**

Eine bekannte [1]) Methode zur Bestimmung der Kurvenform von Wechselströmen beliebig hoher Frequenz mit Hilfe der Braunschen Röhre ist die folgende (Fig. 1). Man schickt den Wechselstrom J durch eine eisenfreie Spule L und durch zwei Ablenkungsspulen S_1 und S_2, z. B. mit horizontaler Achse zu beiden Seiten der Braunschen Röhre hindurch und schließt die zwei — vertikal gestellten — Ablenkungsplatten P_1 und P_2 im Innern der Röhre an die beiden Enden der Spule L an. Dann entsteht auf dem Schirm der Braunschen Röhre eine Kurve, deren vertikale Ordinaten proportional dem Wechselstrom J und deren horizontale Abszissen der Spannung an der Spule L und damit dJ/dt um so genauer proportional sind, je kleiner der Ohmsche Widerstand der Spule L im Verhältnis zu ihrer Induktanz ist. Aus der Kurve läßt sich dann durch ein rechnerisches [2]) oder zeichnerisches [3]) Verfahren der zeitliche Verlauf des Wechselstroms $(J = f(t))$ ermitteln.

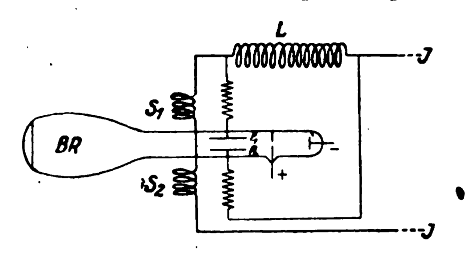
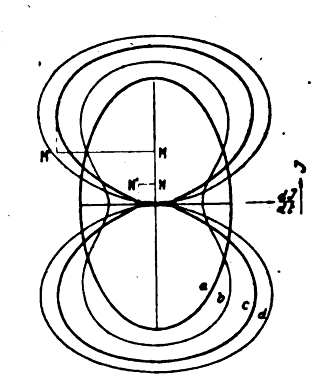


Fig. 1.



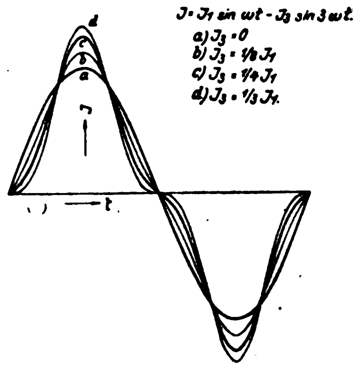


Fig. 2.

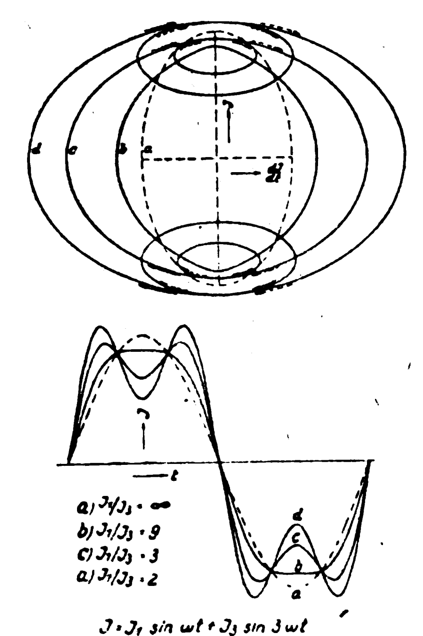


Fig. 3.

Beide Verfahren erfordern eine erhebliche Rechen- bzw. Zeichenarbeit; aber man ist zu einem derselben gezwungen, wenn man den genauen zeitlichen Verlauf irgendeines beliebigen Wechselstromes kennen will. Man kann sich davon dispensieren in denjenigen Fällen, in denen es nur darauf ankommt zu wissen, welche Harmonischen in dem Wechselstrom außer der Grundschwingung hauptsächlich vertreten sind und

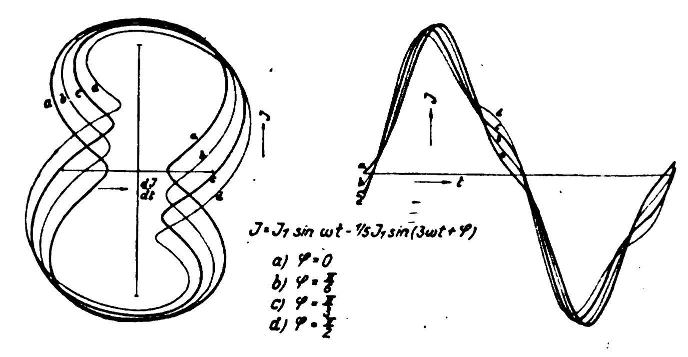


Fig. 4.

[1]) W. König, Phys. Zeitschr. **9**, S. 788, 1908; S. Subkis, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. **5**, S. 554, 1911; H. Yagi, Proc. Inst. Radioengineers **4**, S. 376, 1916.

[2]) F. F. Martens, Verh. Phys. Ges. **21**, S. 65, 1919; F. F. Martens und G. Zickner, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. **15**, S. 275, 1920.

[3]) G. Joos und E. Mauz, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. **19**, S. 268, 1922.



welches ganz ungefähr ihre Amplitude und ihre Phase im Verhältnis zur Grundschwingung ist. Für diesen Fall haben wir eine Methode angewendet, die uns bei der Untersuchung von einfachen und gekoppelten Schwingungskreisen mit Eisenkernspulen und auch bei der Frequenzvervielfachung mit Hilfe solcher Spulen gute Dienste geleistet hat. Wir haben die Kurven berechnet und gezeichnet, die bei der

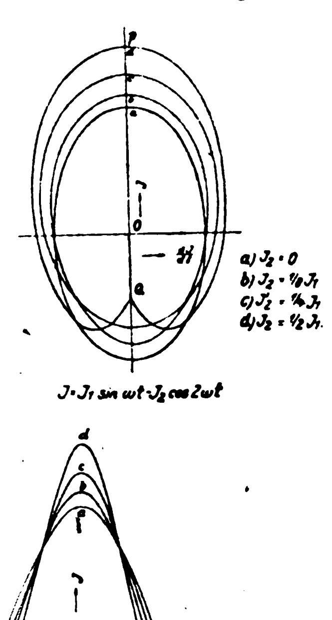


Fig. 5.

Anordnung Fig. 1 entstehen müssen, wenn außer der Grundschwingung noch Harmonische von verschiedener Amplitude und Phase vorhanden sind. Hat man auf diese Weise einen kleinen Atlas für die wichtigsten Fälle hergestellt, so liefert ein Vergleich der auf dem Schirm der Braunschen Röhre wirklich entstehenden Kurven mit den berechneten ein Urteil, mit welchen Harmonischen man es hauptsächlich zu tun

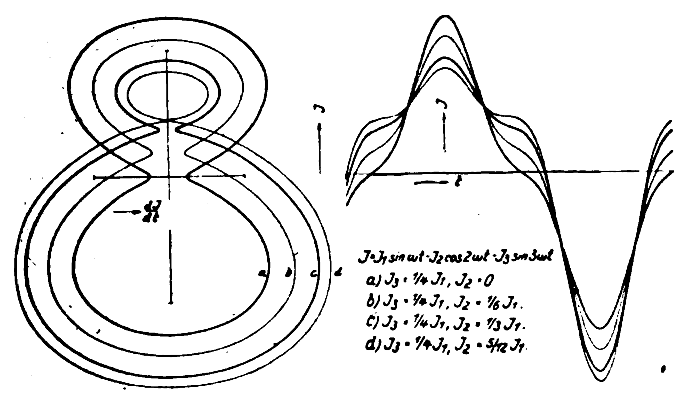


Fig. 6.

hat und in welchem Verhältnis ganz ungefähr ihre Amplitude und Phase zu derjenigen der Grundschwingung steht.

Wir geben im folgenden einige Beispiele:

a) Fig. 2 bis 4 beziehen sich auf den Fall, daß außer der Grundschwingung die in vielen Fällen besonders wichtige 3. Harmonische vorhanden ist. In Fig. 2 und 3 sind verschiedene Verhältnisse der Amplitude der 3. Harmonischen zu derjenigen der Grundschwingung angenommen. In Fig. 2 ist die Phase so, daß die 3. Harmonische zur selben Zeit ihre maximalen und minimalen Werte erreicht wie die Grundschwingung, in Fig. 3 so, daß die Maximalwerte der 3. Harmonischen mit den Minimalwerten der Grundschwingung zusammenfallen und umgekehrt. In den Kurven von Fig. 4 ist die Amplitude der 3. Harmonischen dieselbe (= ein Fünftel derjenigen der Grundschwingung), es sind aber die Phasenverhältnisse in den verschiedenen Kurven verschieden. In allen drei Figuren stehen unter bzw. neben den Kurven $J = F\left(\frac{dJ}{dt}\right)$ diejenigen Kurven, die den zeitlichen Verlauf des Stromes ($J = f\,(t)$) für verschiedene Fälle zeigen.

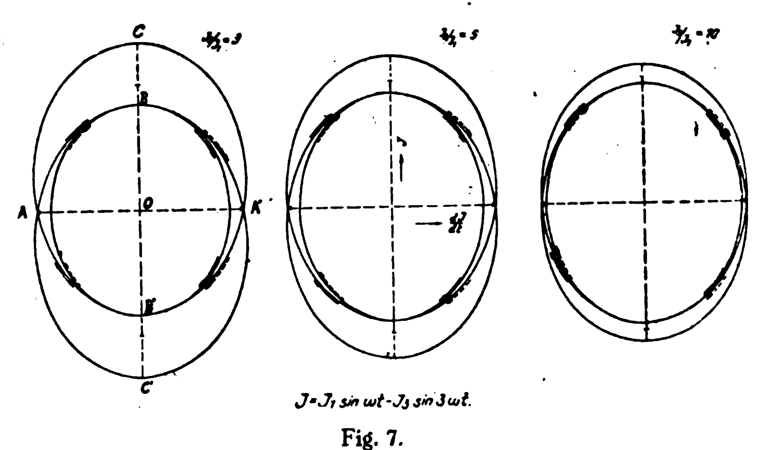


Fig. 7.

Die in den verschiedenen Kurven eingetragenen Koordinaten-Kreuze sind nicht nur eine zeichnerische Maßnahme; sie lassen sich auf dem Schirm der Braunschen Röhre experimentell realisieren, indem man entweder die Ablenkungsplatten $P_1 P_2$ (Fig. 1) von L abschaltet und kurzschließt oder die Ablenkungsspulen $S_1 S_2$ (Fig. 1) von der Röhre wegrückt. Im ersteren Falle entsteht der vertikale, im letzteren der horizontale Strich des Kreuzes.[4])

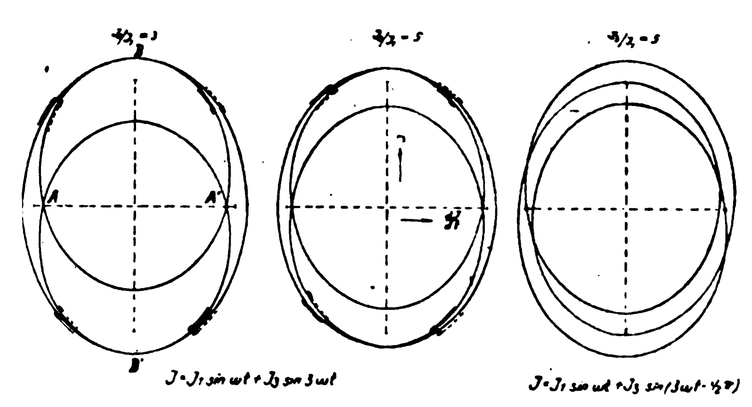


Fig. 8.

b) In Fig. 5 ist der Einfluß der 2. Harmonischen dargestellt unter Annahme eines bestimmten Phasenverhältnisses zwischen ihr und der Grundschwingung, aber für verschiedene Amplitudenverhältnisse.

c) In Fig. 6 ist der Fall angenommen, daß außer der Grundschwingung die 2. und 3. Harmonische gleichzeitig auftreten. Die Kurven sind gezeichnet für ein bestimmtes

[4]) Die in den Figuren 2, 3, 4 und 6 tatsächlich eingezeichneten Kreuze entsprechen der Grundschwingung, die in den Figuren 7 bis 10 eingetragenen Kreuze der 3. Harmonischen.



Amplitudenverhältnis der 3. ($J_3/J_1 = 1/4$) und verschiedene Amplitudenverhältnisse der 2. Harmonischen.

d) Die Fig. 7 und 8 sind mit Rücksicht auf einen Fall gezeichnet, der z. B. bei einer Frequenzvervielfachung vorkommen kann, daß nämlich die 3. Harmonische, die man rein herausholen will, durch einen Rest der Grundschwingung verunreinigt ist. Es ist deshalb im Gegensatz zu den Fig. 2 bis 4 J_3/J_1 1 angenommen. Die Figuren sind für verschiedene Verhältnisse durchgeführt. Wie aus ihnen hervor-

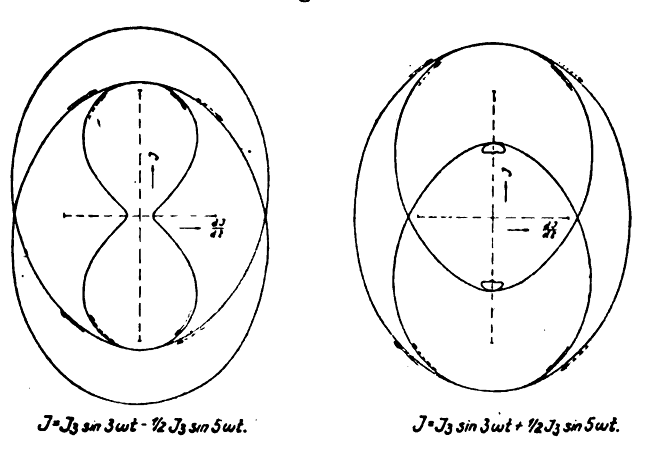


Fig. 9.

geht, ist für die Phasenverhältnisse maßgebend die Lage der Schnittpunkte A, A' und B, B'.

e) Die Fig. 9 und 10 sind ebenfalls der Praxis der Frequenzvervielfachung entnommen. Die Grundschwingung ist eliminiert, aber außer der gewollten (3.) Harmonischen ist auch noch eine benachbarte, in den Figuren die fünfte, mit mehr oder weniger großer Amplitude vorhanden. Die Kurven von Fig. 10 (sehr schwache 5. Harmonische) zeigen eine bedenkliche Ähnlichkeit mit den entsprechenden Kurven von Fig. 7 und 8 (schwache Grundschwingung). Man hat in

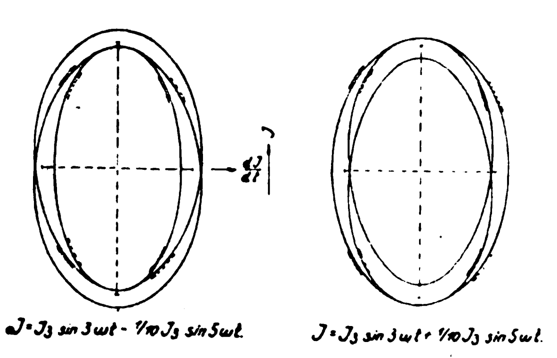


Fig. 10.

solchen Fällen auf die Kurven f o r m zu achten, wenn man sich vor Täuschungen bewahren will.

f) In den Fällen, in denen nur die Grundschwingung und die 3. Harmonische vorliegt (Fig. 2 bis 4 und 7 bis 8), läßt sich das Verhältnis ihrer Amplituden (J_3/J_1) aus den Figuren exakt berechnen. Als Beispiel, in welcher Weise das geschehen kann, sei einerseits der Fall von Fig. 2, andererseits derjenige von Fig. 7 angenommen. Bezeichnet man in Fig. 2 das Verhältnis der minimalen zur maximalen Abszisse, d. h. das Verhältnis MM'/NN' mit v, so gilt, wie man sich leicht überzeugt, die Beziehung

$$v = \frac{6}{\sqrt{9 + \frac{J_1}{J_3}}} \cdot \frac{1 - 3\frac{J_3}{J_1}}{\frac{2}{3} + 6\frac{J_3}{J_1}}$$

die in Fig. 11 durch eine Kurve dargestellt ist. Aus ihr läßt sich das Amplitudenverhältnis J_3/J_1 sofort entnehmen,

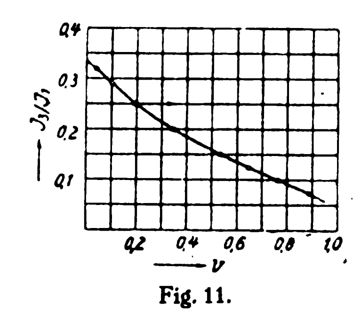


Fig. 11.

wenn man durch Ausmessung der Figuren v bestimmt hat. Wird in entsprechender Weise in Fig. 7 das Verhältnis der Ordinaten OB/OC bzw. OB'/OC' an den beiden Scheitelpunkten w genannt, so läßt sich einfach die Beziehung ableiten

$$w = \frac{1}{2}\sqrt{1 - \frac{1}{3}\frac{J_1}{J_3}} \cdot \frac{2 - \frac{2}{3}\frac{J_1}{J_3}}{1 + \frac{J_1}{J_3}},$$

deren graphische Darstellung Fig. 12 ist. Sie liefert das Verhältnis J_1/J_3, wenn man das Verhältnis w aus den Figuren entnommen hat.

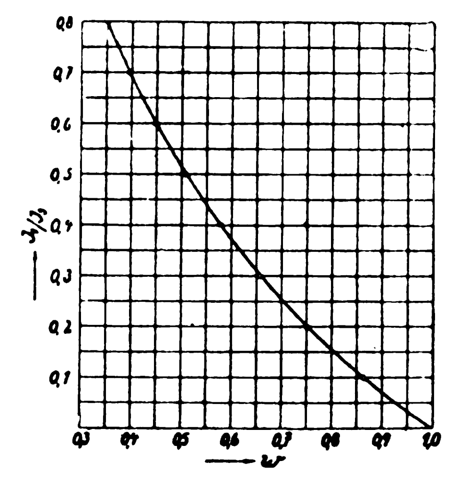


Fig. 12.

Noch einfacher sind die Verhältnisse in dem Falle von Fig. 5 (Grundschwingung und 2. Harmonische). Hier ist, wie man ohne weiteres sieht,

$$\frac{OP}{OQ} = \frac{J_1 + J_2}{J_1 - J_2}$$

und demnach

$$\frac{J_2}{J_1} = \frac{1}{2} \cdot \frac{OP - OQ}{OP + OQ}$$

Berechnung der Kopplungskoeffizienten für einige besondere Fälle der gegenseitigen Induktion.

Von **D. Wicker.**

(Schluß von Band 21, Heft 6.)

Bei der Konstruktion und Berechnung von Variometern, Wellenmessern, Empfangsstationen und ähnlichen Apparaten hat man sehr oft mit Spulen *ungleicher* Querschnitte zu tun, die entweder achsial auf einer Geraden liegen oder sich achsial, relativ gegeneinander, auf einer Geraden bewegen. Fälle solcher Art können allgemein zusammengefaßt und eingeteilt werden in die weiter unten näher betrachteten Fälle VI—X (Fig. 9), die sich von den bereits im ersten Teil der vorliegenden Arbeit aufgestellten Fällen I—V nur dadurch unterscheiden, daß sich hier Spulen ungleicher

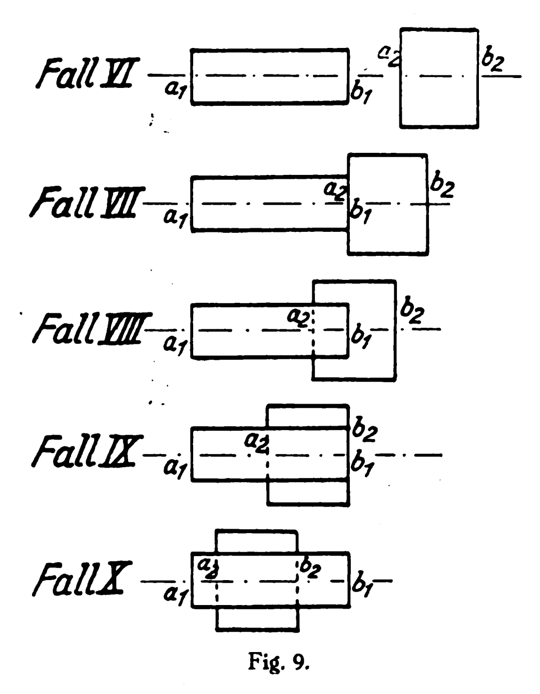


Fig. 9.

Querschnitte relativ gegeneinander bewegen. Die früher aufgestellte, für Spulen *gleicher* Querschnitte geltende Formel (21) kann hier naturgemäß keine Anwendung finden.

Die Berechnung der Kopplungskoeffizienten für Spulen ungleicher Querschnitte kommt aber gerade am meisten in der Praxis eines Radio-Ingenieurs bzw. -Konstrukteurs vor. Im folgenden seien auch deshalb solche Fälle einer näheren Betrachtung unterzogen.

Der Kopplungskoeffizient zweier Spulen ist im allgemeinen von folgenden Faktoren abhängig:

1. von der Windungszahl auf 1 cm Länge jeder Spule,
2. von dem Verhältnis der Dimensionen einer Spule zu denen der anderen, und
3. von der gegenseitigen Lage der Spulen im Raume.

Es ist klar, daß die Fälle VI—X eine unbegrenzte Anzahl Kombinationen dieser Faktoren darzustellen imstande sind.

Mit der Betrachtung der eine einfachere Kombination dieser Faktoren darstellenden Fälle möge deshalb der Anfang gemacht werden. Es sind dies folgende Fälle:

A) Zwei zylindrische Solenoidspulen mit gleicher Windungszahl auf 1 cm Länge und gleicher Spulenlänge, jedoch mit verschiedenen Durchmessern, achsial auf einer Geraden gelegen, wobei eine Spule in die andere derartig geschoben ist, daß ihre Kanten zusammenfallen (Fig. 10).

B) Zwei Solenoidspulen mit verschiedenen, ähnliche und ähnlich gelegene Rechtecke darstellenden Querschnitten, wie im vorhergehenden Falle mit gleicher Windungszahl auf

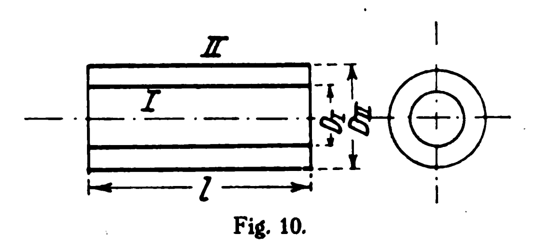


Fig. 10.

1 cm Länge und gleicher Spulenlänge, achsial auf einer Geraden gelegen, wobei wiederum eine Spule in die andere derart geschoben ist, daß ihre Kanten zusammenfallen (Fig. 11).

Zwecks näherer Untersuchung dieser beiden Fälle wurde vom Verfasser im Moskauer Radio-Laboratorium eine Reihe von Messungen an Spulen verschiedener Konstruktionen vorgenommen. In jedem einzelnen Falle wurden hierbei zwei Spulen von gleicher Länge und gleicher Windungszahl auf 1 cm Länge genommen, deren gegenseitige Lage derjenigen in den Fig. 10 und 11 dargestellten entsprach. Diese

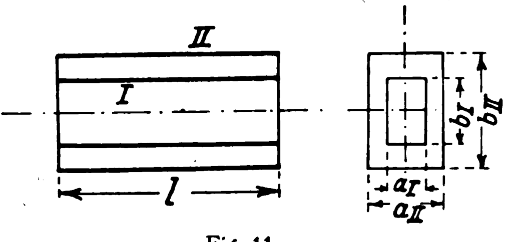


Fig. 11.

Messungen zeigten, daß der Kopplungskoeffizient in den Fällen A und B ausschließlich von dem Verhältnis der Querschnitte und der Längen der Spulen abhängig ist.

Es ist dem Verfasser gelungen, die Ergebnisse dieser Untersuchungen zusammenzufassen und sie durch gesetzmäßige Kurven darzustellen. Aus diesen Kurven (Fig. 12) geht folgendes hervor:

I. *Im Falle A:* Der Kopplungskoeffizient zweier Spulen ist abhängig 1. von dem Verhältnis der Durchmesser $\frac{D_I}{D_{II}}$ beider betrachteten Spulen und 2. von dem arithmetischen Mittel der Koeffizienten f_I und f_{II}, die eine zahlenmäßige Bedeutung des Koeffizienten f (siehe diesbezüglich Seite 391, Band 21) der Spulen I und II aus Fig. 10 darstellen. Diese Koeffizienten f_I und f_{II} lassen sich, wie bereits im ersten Teil der vorliegenden Arbeit erwähnt, aus den Kurven der Tafel III, Rein-Wirtz's Radiotelegraphisches Praktikum, ermitteln.

II. im Falle B: Der Kopplungskoeffizient zweier Spulen ist abhängig: 1. von dem Verhältnis $\frac{\sqrt{a_I \cdot b_I}}{\sqrt{a_{II} \cdot b_{II}}}$ (Bedeutung siehe Fig. 11) und 2. von dem arithmetischen Mittel der Koeffizienten f_I und f_{II}, die eine zahlenmäßige Bedeutung des Koeffizienten f (siehe diesbezüglich Seite 402, Band 21) der Spulen I und II aus Fig. 11 darstellen. Diese Koeffizienten f_I und f_{II} werden ebenfalls aus den Kurven der vorgenannten Tafel ermittelt, jedoch ist zu beachten, daß auf der Abszissenachse der Tafel in diesem Falle nicht der Wert $\frac{l}{D}$, sondern $\frac{l}{\sqrt{a_I \cdot b_I}}$ und $\frac{l}{\sqrt{a_{II} \cdot b_{II}}}$ abzulesen sind.

Aus den Kurven Fig. 12 geht hervor, daß der Kopplungs-

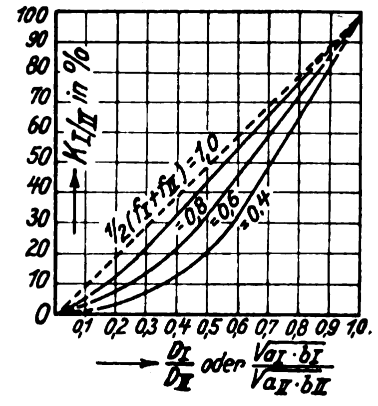


Fig. 12.

koeffizient bei genügend langen Spulen, wenn sich der Wert $\frac{1}{2}(f_I \pm f_{II})$ der 1 nähert, praktisch gleich ist dem Verhältnis der Durchmesser $\frac{D_I}{D_{II}}$ oder dem Verhältnis $\frac{\sqrt{a_I \cdot b_I}}{\sqrt{a_{II} \cdot b_{II}}}$, und daß er verhältnismäßig klein wird, je kürzer die Spulen, d. h. je kleiner der Wert $\frac{1}{2}(f_I + f_{II})$.

Zwei nachstehend angeführte Zahlenbeispiele zeigen die Anwendung der Kurven aus Fig. 12.

Fall A: $D_1 = 10$ cm; $D_2 = 12$ cm; $l = 5$ cm.

$$\left.\begin{array}{ll|l} \frac{l}{D_I} = 0{,}5 & f_I = 0{,}52 & \frac{D_I}{D_{II}} = 0{,}83 \\ \frac{l}{D_{II}} = 0{,}41 & f_{II} = 0{,}48 & \frac{1}{2}(f_I + f_{II}) = 0{,}50 \end{array}\right\} K_{I/II} = 75\,\%$$

Fall B: $a_I = 5{,}4$ cm; $b_I = 9$ cm; $a_{II} = 7{,}2$ cm; $b_{II} = 12$ cm; $l = 4$ cm.

$$\left.\begin{array}{ll|l} \frac{l}{\sqrt{a_I \cdot b_I}} = 0{,}57 & f_I = 0{,}57 & \frac{\sqrt{a_I \cdot b_I}}{\sqrt{a_{II} \cdot b_{II}}} = 0{,}75 \\ \frac{l}{\sqrt{a_{II} \cdot b_{II}}} = 0{,}43 & f_{II} = 0{,}49 & \frac{1}{2}(f_I + f_{II}) = 0{,}53 \end{array}\right\} K_{I/II} = 66\,\%$$

Wir wollen nunmehr zur Betrachtung der Fälle VI—X übergehen.

Fall VI.

Es möge die aus zwei Windungsschichten bestehende Spule aus Fig. 10 in zwei gleich lange Teile geteilt sein (Fig. 13). Das System beider Spulen I und II aus Fig. 10 wird somit durch ein System von vier Spulen 1, 2, 3 und 4 (Fig. 13) ersetzt. Der Selbstinduktionskoeffizient des Systems der Spulen I und II (Fig. 10) ist gleich:

$$L_I + L_{II} + 2\,K_{I/II}\sqrt{L_I \cdot L_{II}} \qquad (24)$$

Der Selbstinduktionskoeffizient des Systems der Spulen 1, 2, 3 und 4 (Fig. 13) ist gleich:

$$\left.\begin{array}{l} L_1 + L_2 + L_3 + L_4 + 2\,K_{1/2}\sqrt{L_1 \cdot L_2} + 2\,K_{1/3}\sqrt{L_1 \cdot L_3} + \\ \quad + 2\,K_{1/4}\sqrt{L_1 \cdot L_4} + 2\,K_{2/3}\sqrt{L_2 \cdot L_3} + 2\,K_{2/4}\sqrt{L_2 \cdot L_4} + \\ \quad + 2\,K_{3/4}\sqrt{L_3 \cdot L_4} \end{array}\right\} (25)$$

In den Ausdrücken (24) und (25) sind L_I, L_{II}, L_1, L_2, L_3 und L_4 Selbstinduktionskoeffiziente der entsprechenden Spulen,

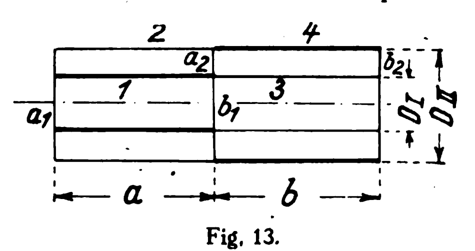


Fig. 13.

während $K_{I/II}$, $K_{1/2}$, $K_{1/3}$, $K_{1/4}$ usw. Kopplungskoeffiziente der entsprechenden Spulenpaare darstellen.

Wenn man beim Vergleich der Ausdrücke (24) und (25) in Betracht zieht, daß:

$$L_1 + L_3 + 2\,K_{1/3}\sqrt{L_1 \cdot L_3} = L_I$$
$$\text{und } L_2 + L_4 + 2\,K_{2/4}\sqrt{L_2 \cdot L_4} = L_{II}$$

so erhält man nach vorhergehender Substitution und Vereinfachung:

$$\begin{array}{l} K_{I/II}\sqrt{L_I \cdot L_{II}} = K_{1/2}\sqrt{L_1 \cdot L_2} + K_{1/4}\sqrt{L_1 \cdot L_4} \\ \quad + K_{2/3}\sqrt{L_2 \cdot L_3} + K_{3/4}\sqrt{L_3 \cdot L_4} \end{array} \qquad (26)$$

Aus der Symmetrie in Fig. 13 ergibt sich: $K_{1/4} = K_{2/3}$; außerdem ist selbstverständlich: $L_1 = L_3$ und $L_2 = L_4$.

Somit kann Gleichung (26) wie folgt ausgedrückt werden:

$$\begin{array}{l} K_{I/II}\sqrt{L_I \cdot L_{II}} = K_{1/2}\sqrt{L_1 \cdot L_2} + 2\,K_{1/4}\sqrt{L_1 \cdot L_4} \\ \quad + K_{3/4}\sqrt{L_3 \cdot L_4} \end{array} \qquad (27)$$

Setzt man in dieser Formel für L_I, L_{II}, L_1, L_2, L_3 und L_4 die entsprechenden Werte aus Formel (1) ein, so erhält man nach erfolgter Vereinfachung:

$$\begin{array}{l} K_{I/II}\sqrt{l \cdot f_I \cdot l \cdot f_{II}} = K_{1/2}\sqrt{a \cdot f_1 \cdot a \cdot f_2} + 2\,K_{1/4}\sqrt{a \cdot f_1 \cdot b \cdot f_4} \\ \quad + K_{3/4}\sqrt{b \cdot f_3 \cdot b \cdot f_4} \end{array}$$

Nunmehr dividiere man sämtliche Glieder der letzten Gleichung durch $\sqrt{D_I \cdot D_{II}}$ und führe folgende Ausdrücke ein: $f_I \cdot \frac{l}{D_I} = Y_I$, $f_{II} \cdot \frac{l}{D_{II}} = Y_{II}$, $f_1 \cdot \frac{l}{D_1} = Y_1$ usw. (bzgl. Y siehe Band 21, Seite 392). Man erhält demnach folgende Gleichung:

$$\begin{array}{l} K_{I/II}\sqrt{Y_I \cdot Y_{II}} = K_{1/2}\sqrt{Y_1 \cdot Y_2} + 2\,K_{1/4}\sqrt{Y_1 \cdot Y_4} \\ \quad + K_{3/4}\sqrt{Y_3 \cdot Y_4} \end{array} \qquad (28)$$

woraus

$$K_{1/4} = \frac{1}{2}\,\frac{K_{I/II}\sqrt{Y_I \cdot Y_{II}} - \left(K_{1/2}\sqrt{Y_1 \cdot Y_2} + K_{3/4}\sqrt{Y_3 \cdot Y_4}\right)}{\sqrt{Y_1 \cdot Y_4}} \qquad (29)$$

Wollen wir die drei, den Zähler obigen Ausdruckes (29) bildenden Glieder näher betrachten: diese drei Glieder unterscheiden sich voneinander (abgesehen von dem jeweils vorstehenden Zeichen + oder —) nur durch die Indizes der Größen K und Y, wobei diese Indizes in jedem Gliede einem Spulenpaare entsprechen von verschiedenen Durchmessern, jedoch gleicher Länge und derart gelegen, daß die Kanten der ineinander geschobenen Spulen zusammenfallen (Spulenpaar I und II aus Fig. 10, Spulenpaare 1—2 und 3—4 aus Fig. 13). Ein beliebiges von den vorgenannten Spulenpaaren unterscheidet sich aber von einem anderen Paare lediglich durch die Länge.

Zwecks weiterer Vereinfachung der Gleichung (29) sind wir also berechtigt, folgende Ausdrücke einzuführen:

$$\left.\begin{aligned} K_{I/II}\sqrt{Y_I\cdot Y_{II}} &= Z_l = Z_{a+b} \\ K_{1/2}\sqrt{Y_1\cdot Y_2} &= Z_a \\ K_{3/4}\sqrt{Y_3\cdot Y_4} &= Z_b \end{aligned}\right\} \qquad (30)$$

Die Indizes $a+b$, a und b der Größen Z beziehen sich auf die Längen der entsprechenden Spulenpaare I—II, 1—2 und 3—4.

Somit erhält Gleichung (29) folgende vereinfachte Form:

$$K_{1/4} = \frac{1}{2}\,\frac{Z_{a+b} - (Z_a + Z_b)}{\sqrt{Y_1\cdot Y_4}} \qquad (31)$$

Dies ist also der Ausdruck für den Kopplungskoeffizienten der Spulen 1 und 4 aus Fig. 13.

Wollen wir auf den Fall aus Fig. 10 zurückkommen und in Gedanken unsere aus zwei Windungsschichten bestehende Spule nunmehr in drei gleich lange Teile zerlegen (Fig. 14).

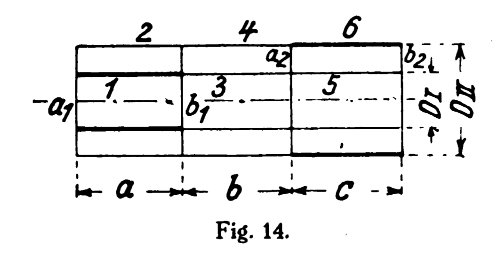


Fig. 14.

Das System beider Spulen I und II aus Fig. 10 wird somit durch ein System von 6 Spulen 1—2—3—4—5—6 (Fig. 14) ersetzt. Betrachtet man dieses System in gleicher Weise, wie im vorhergehenden Falle, und führt sinngemäß die gleichen Bezeichnungen ein, so erhält man:

$$\left.\begin{aligned} L_I + L_{II} + 2K_{I/II}\sqrt{L_I\cdot L_{II}} &= L_1 + L_2 + L_3 + L_4 + L_5 + L_6 \\ &+ 2K_{1/2}\sqrt{L_1\cdot L_2} + 2K_{1/3}\sqrt{L_1\cdot L_3} + 2K_{1/4}\sqrt{L_1\cdot L_4} + \\ &+ 2K_{1/5}\sqrt{L_1\cdot L_5} + 2K_{1/6}\sqrt{L_1\cdot L_6} + 2K_{2/3}\sqrt{L_2\cdot L_3} + \\ &+ 2K_{2/4}\sqrt{L_2\cdot L_4} + \;.\;.\;.\;.\; \text{usw.} \end{aligned}\right\} (32)$$

Auf der rechten Seite der Gleichung (32) können folgende Einführungen vorgenommen werden:

$$L_1 + L_3 + L_5 + 2K_{1/3}\sqrt{L_1\cdot L_3} + 2K_{1/5}\sqrt{L_1\cdot L_5} + 2K_{3/5}\sqrt{L_3\cdot L_5} = L_I$$

und

$$L_2 + L_4 + L_6 + 2K_{2/4}\sqrt{L_2\cdot L_4} + 2K_{2/6}\sqrt{L_2\cdot L_6} + 2K_{4/6}\sqrt{L_4\cdot L_6} = L_{II}$$

Nach entsprechender Substitution und Kürzung ändert sich Gleichung (32) wie folgt:

$$\left.\begin{aligned} K_{I/II}\sqrt{L_I\cdot L_{II}} &= K_{1/2}\sqrt{L_1\cdot L_2} + K_{1/4}\sqrt{L_1\cdot L_4} + \\ &+ K_{1/6}\sqrt{L_1\cdot L_6} + K_{2/3}\sqrt{L_2\cdot L_3} + K_{2/5}\sqrt{L_2\cdot L_5} + \\ &+ K_{3/4}\sqrt{L_3\cdot L_4} + K_{3/6}\sqrt{L_3\cdot L_6} + K_{4/5}\sqrt{L_4\cdot L_5} + \\ &+ K_{5/6}\sqrt{L_5\cdot L_6} \end{aligned}\right\} (33)$$

Aus der Symmetrie in Fig. 14 ergibt sich:

$$K_{1/4} = K_{2/3},\quad K_{3/6} = K_{4/5} \text{ und } K_{1/6} = K_{2/5}$$

Außerdem ist selbstverständlich: $L_1 = L_3 = L_5$ und $L_2 = L_4 = L_6$.

Somit kann Gleichung (33) folgendermaßen umgeformt werden:

$$\left.\begin{aligned} K_{I/II}\sqrt{L_I\cdot L_{II}} &= K_{1/2}\sqrt{L_1\cdot L_2} + K_{3/4}\sqrt{L_3\cdot L_4} + \\ &+ K_{5/6}\sqrt{L_5\cdot L_6} + 2K_{1/4}\sqrt{L_1\cdot L_4} + 2K_{3/6}\sqrt{L_3\cdot L_6} + \\ &+ 2K_{1/6}\sqrt{L_1\cdot L_6} \end{aligned}\right\} (34)$$

In gleicher Weise, wie oben aus Gleichung (27) die Gleichung (28) entstand, erhält man auch hierbei aus Gleichung (34):

$$\left.\begin{aligned} K_{I/II}\sqrt{Y_I\cdot Y_{II}} &= K_{1/2}\sqrt{Y_1\cdot Y_2} + K_{3/4}\sqrt{Y_3\cdot Y_4} + \\ &+ K_{5/6}\sqrt{Y_5\cdot Y_6} + 2K_{1/4}\sqrt{Y_1\cdot Y_4} + 2K_{3/6}\sqrt{Y_3\cdot Y_6} + \\ &+ 2K_{1/6}\sqrt{Y_1\cdot Y_6} \end{aligned}\right\} (35)$$

Die linke Seite dieser Gleichung, sowie die drei ersten Glieder der rechten Seite stellen Ausdrücke in der Form, wie unter (30) dar. Führt man auch hier die Größen Z mit entsprechenden Indizes ein, so kann Gleichung (35) ausgedrückt werden:

$$\left.\begin{aligned} Z_{a+b+c} &= Z_a + Z_b + Z_c + 2K_{1/4}\sqrt{Y_1\cdot Y_4} + \\ &+ 2K_{3/6}\sqrt{Y_3\cdot Y_6} + 2K_{1/6}\sqrt{Y_1\cdot Y_6} \end{aligned}\right\} \qquad (36)$$

$K_{1/4}$ und $K_{3/6}$ sind aber Kopplungskoeffiziente zweier, hintereinander ohne Zwischenraum gelegenen Spulen mit verschiedenen Durchmessern und gleicher Länge. Für solche Fälle ist bereits oben die Formel (31) aufgestellt worden. Wendet man diese Formel an und setzt in Gleichung (36) für $K_{1/4}$ und $K_{3/6}$ die entsprechenden Ausdrücke gemäß Formel (31) ein, so erhält man:

$$Z_{a+b+c} = Z_a + Z_b + Z_c + Z_{a+b} - (Z_a + Z_b) + Z_{b+c} - \\ - (Z_b + Z_c) + 2K_{1/6}\sqrt{Y_1\cdot Y_6}$$

woraus

$$K_{1/6} = \frac{1}{2}\,\frac{(Z_{a+b+c} + Z_b) - (Z_{a+b} + Z_{b+c})}{\sqrt{Y_1\cdot Y_6}} \qquad (37)$$

Wollen wir wiederum auf die Spulen aus Fig. 10 zurückkommen und in Gedanken unsere aus zwei Windungsschichten bestehende Spule in diesem Falle in vier gleiche Teile zerlegen (Fig. 15).

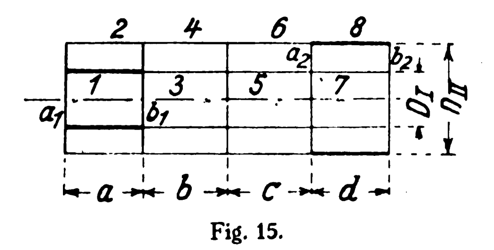


Fig. 15.

Nach sinngemäßer Überlegung, wie oben, und nach erfolgter Anwendung der Formeln (31) und (37) erhält man:

$$K_{1/8} = \frac{1}{2}\,\frac{(Z_{a+b+c+d} + Z_{b+c}) - (Z_{a+b+c} + Z_{b+c+d})}{\sqrt{Y_1\cdot Y_8}} \qquad (38)$$

In genau gleicher Weise entsteht analog eine Formel für $K^1/_{10}$ (Fig. 16):

$$K_{1/10} = \frac{1}{2}\,\frac{(Z_{a+b+c+d+e} + Z_{b+c+d}) - (Z_{a+b+c+d} + Z_{b+c+d+e})}{\sqrt{Y_1\cdot Y_{10}}} \qquad (39)$$

und so weiter.

Es ist leicht einzusehen, daß den Formeln (31), (37), (38) und (39) ein genau gleicher Aufbau zugrunde liegt und daß sie durch eine gemeinsame ersetzt werden können, und zwar:

$$K = \frac{1}{2}\,\frac{(Z_{a_1 b_2} + Z_{b_1 a_2}) - (Z_{a_1 a_2} + Z_{b_1 b_2})}{\sqrt{Y_{a_1 b_1}\cdot Y_{a_2 b_2}}} \qquad (40)$$

worin die Indizes der Größen Z und Y den Längen reeller oder imaginärer Spulen entsprechen (siehe Punkte a_1, a_2, b_1 und b_2 in Fig. 9).



Diese Formel ist für den Kopplungskoeffizient zweier zylindrischen Spulen, mit verschiedenen Durchmessern und gleichen Längen aufgestellt, deren gegenseitige Lage

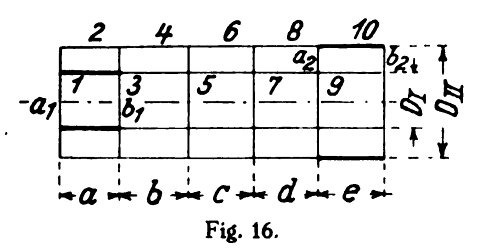


Fig. 16.

derjenigen im Falle VI (Fig. 9) dargestellten entspricht, unabhängig von der Entfernung zwischen den Spulen.

Es soll nachgewiesen werden, daß die Formel (40) auch dann für den Fall VI Gültigkeit hat, wenn Spulen mit verschiedenen Durchmessern und verschiedenen Längen in Frage kommen.

Wollen wir uns zwei, in einer gewissen Entfernung voneinander, auf einer Geraden gelegene Spulen mit verschiedenen Durchmessern und verschiedenen Längen (Fig. 17) vorstellen und annehmen, daß die rechte Spule genau zweimal so lang ist, wie die linke.

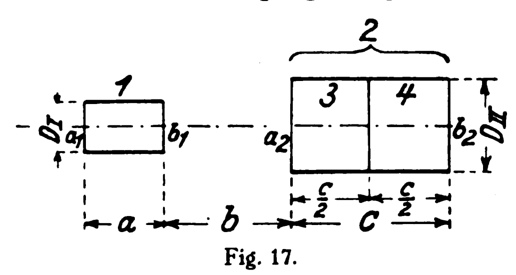


Fig. 17.

Die rechte Spule möge weiterhin in zwei gleich lange Teile (3) und (4) zerlegt sein, so daß die Längen der Spulen (1), (3) und (4) gleich werden.

Es ist ohne weiteres klar, daß dann folgende Gleichung bestehen muß (die Bezeichnungen hier und weiter unten entsprechen sinngemäß genau den oben eingeführten):

$$L_1 + L_2 + 2K_{1/2}\sqrt{L_1 \cdot L_2} = L_1 + L_3 + L_4 + 2K_{1/3}\sqrt{L_1 \cdot L_3} + + 2K_{1/4}\sqrt{L_1 \cdot L_4} + 2K_{3/4}\sqrt{L_3 \cdot L_4} \tag{41}$$

Außerdem ist leicht einzusehen, daß folgende Gleichung bestehen muß:

$$L_3 + L_4 + 2K_{3/4}\sqrt{L_3 \cdot L_4} = L_2$$

Somit nimmt Gleichung (41) nach entsprechender Kürzung folgenden Ausdruck an:

$$K_{1/2}\sqrt{L_1 \cdot L_2} = K_{1/3}\sqrt{L_1 \cdot L_3} + K_{1/4}\sqrt{L_1 \cdot L_4}$$

Setzt man für L_1, L_2, L_3 und L_4 die Werte aus Formel (1) ein, so erhält man nach vorheriger Vereinfachung und Umformung:

$$K_{1/2}\sqrt{Y_1 \cdot Y_2} = K_{1/3}\sqrt{Y_1 \cdot Y_3} + K_{1/4}\sqrt{Y_1 \cdot Y_4} \tag{42}$$

$K_{1/3}$ und $K_{1/4}$ können aber nach Formel (40) bestimmt werden, und zwar:

$$K_{1/3} = \frac{1}{2}\,\frac{(Z_{a+b+c/2} + Z_b) - (Z_{a+b} + Z_{b+c/2})}{\sqrt{Y_1 \cdot Y_3}}$$

$$K_{1/4} = \frac{1}{2}\,\frac{(Z_{a+b+c} + Z_{b+c/2}) - (Z_{a+b+c/2} + Z_{b+c})}{\sqrt{Y_1 \cdot Y_4}}$$

Substituiert man diese Werte in Gleichung (42), so ergibt sich:

$$K_{1/2} = \frac{1}{2}\,\frac{(Z_{a+b+c} + Z_b) - (Z_{a+b} + Z_{b+c})}{\sqrt{Y_1 \cdot Y_2}}$$

Man ersieht daraus, daß sich wiederum eine Formel gebildet hat, welche durch die gemeinsame Formel (40) ersetzt werden kann.

In gleicher Weise kann nachgewiesen werden, daß Formel (40) auch dann ihre Gültigkeit für den Fall (VI) beibehält, wenn eine Spule beliebig mal so lang oder so kurz ist wie die andere.

Daraus folgt, daß Formel (40) den Kopplungskoeffizient für jede Möglichkeit des Falles (VI) für zylindrische Spulen darstellt, unabhängig von der Entfernung zwischen den Spulen und unabhängig von deren Durchmessern und Längen.

Fall VII.

Es ist leicht einzusehen, daß Fall VII (Fig. 9) nur einen besonderen Zustand des Falles VI darstellt, nämlich wenn die Entfernung zwischen den Spulen gleich Null wird. Der Kopplungskoeffizient für den Fall VII bestimmt sich zu:

$$K = \frac{1}{2}\,\frac{Z_{a_1 b_2} - (Z_{a_1 a_2} + Z_{b_1 b_2})}{\sqrt{Y_{a_1 b_1} \cdot Y_{a_2 b_2}}} \tag{43}$$

was sich aus Formel (40) ergibt, wenn man in letzterer den Index $b_1 a_2$ gleich Null setzt (da unter dieser Voraussetzung $Z_{b_1 a_2} = 0$).

Fall VIII.

Wir wollen jetzt zum Fall VIII (Fig. 9) übergehen.

Es handelt sich um zwei Spulen mit verschiedenen Durchmessern und verschiedenen Längen (Fig. 18, Spule 1

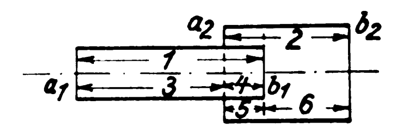


Fig. 18.

und 2). Man stelle sich die Spule 1 aus zwei Teilen (3) und (4) und die Spule 2 aus den Teilen (5) und (6) bestehend vor.

Dann gilt folgende Gleichung:

$$L_1 + L_2 + 2K_{1/2}\sqrt{L_1 \cdot L_2} = L_3 + L_4 + L_5 + L_6 + + 2K_{3/4}\sqrt{L_3 \cdot L_4} + 2K_{3/5}\sqrt{L_3 \cdot L_5} + 2K_{3/6}\sqrt{L_3 \cdot L_6} + + 2K_{4/5}\sqrt{L_4 \cdot L_5} + 2K_{4/6}\sqrt{L_4 \cdot L_6} + 2K_{5/6}\sqrt{L_5 \cdot L_6}$$

In dieser Gleichung können folgende Einführungen vorgenommen werden:

$$L_3 + L_4 + 2K_{3/4}\sqrt{L_3 \cdot L_4} = L_1$$

$$\text{und } L_5 + L_6 + 2K_{5/6}\sqrt{L_5 \cdot L_6} = L_2$$

Nach entsprechender Substitution, Kürzung und Vereinfachung ergibt sich:

$$\left.\begin{aligned} K_{1/2}\sqrt{Y_1 \cdot Y_2} = K_{3/5}\sqrt{Y_3 \cdot Y_5} + K_{3/6}\sqrt{Y_3 \cdot Y_6} + \\ + K_{4/5}\sqrt{Y_4 \cdot Y_5} + K_{4/6}\sqrt{Y_4 \cdot Y_6} \end{aligned}\right\} \tag{44}$$

$K_{3/5}$ und $K_{4/6}$ können aber bestimmt werden nach Formel (43) und $K_{3/6}$ nach Formel (40):

$$K_{3/5} = \frac{1}{2}\,\frac{Z_{a_1 b_1} - (Z_{a_1 a_2} + Z_{a_2 b_1})}{\sqrt{Y_3 \cdot Y_5}}$$

$$K_{4/6} = \frac{1}{2}\,\frac{Z_{a_2 b_2} - (Z_{a_2 b_1} + Z_{b_1 b_2})}{\sqrt{Y_4 \cdot Y_6}}$$

$$K_{3/6} = \frac{1}{2}\,\frac{(Z_{a_1 b_2} + Z_{a_2 b_1}) - (Z_{a_1 b_1} + Z_{a_2 b_2})}{\sqrt{Y_3 \cdot Y_6}}$$

Der oben angenommenen Bedingung (30) gemäß sei folgende Bezeichnung eingeführt:

$$K_{4/5}\sqrt{Y_4 \cdot Y_5} = Z_{a_2 b_1}$$

Setzt man diese vier Ausdrücke in Gleichung (44) ein, so erhält man:

$$K_{1/2} = \frac{1}{2} \frac{(Z_{a_1 b_2} + Z_{b_1 a_2}) - (Z_{a_1 a_2} + Z_{b_1 b_2})}{\sqrt{Y_{a_1 b_1} \cdot Y_{a_2 b_2}}} \tag{45}$$

Es sei hier gleich bemerkt, daß sich die für den Fall VIII aufgestellte Formel (45) in keiner Weise von der für den Fall VI oben aufgestellten (40) unterscheidet.

Fall IX.

Der Fall IX (Fig. 9) ist augenscheinlich auch nur ein besonderer Zustand des Falles VIII. Der Kopplungskoeffizient läßt sich somit nach Formel (45) bestimmen, wenn man in letzterer den Index $b_1 b_2$ gleich Null setzt (wobei $Z_{b_1 b_2}$ auch gleich Null wird):

$$K = \frac{1}{2} \frac{Z_{a_1 b_2} + Z_{b_1 a_2} - Z_{a_1 a_2}}{\sqrt{Y_{a_1 b_1} \cdot Y_{a_2 b_2}}} \tag{46}$$

Fall X.

Wir haben zwei Spulen mit verschiedenen Durchmessern und verschiedenen Längen vorliegen (Spulen 1 und

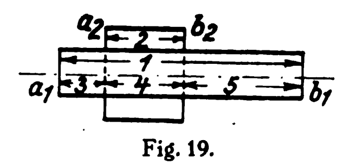


Fig. 19.

2 in Fig. 19). Man stelle sich die Spule 1 aus den drei Teilen 3, 4 und 5 bestehend vor, deren Lage und deren Längen aus Fig. 19 hervorgehen.

Unter dieser Voraussetzung erhalten wir:

$$L_1 + L_2 + 2K_{1/2}\sqrt{L_1 \cdot L_2} = L_2 + L_3 + L_4 + L_5 + $$
$$+ 2K_{2/3}\sqrt{L_2 \cdot L_3} + 2K_{2/4}\sqrt{L_2 \cdot L_4} + 2K_{2/5}\sqrt{L_2 \cdot L_5} +$$
$$+ 2K_{3/4}\sqrt{L_3 \cdot L_4} + 2K_{3/5}\sqrt{L_3 \cdot L_5} + 2K_{4/5}\sqrt{L_4 \cdot L_5}$$

da aber

$$L_3 + L_4 + L_5 + 2K_{3/4}\sqrt{L_3 \cdot L_4} + 2K_{3/5}\sqrt{L_3 \cdot L_5} +$$
$$+ 2K_{4/5}\sqrt{L_4 \cdot L_5} = L_1$$

so ist folglich:

$$K_{1/2}\sqrt{L_1 \cdot L_2} = K_{2/3}\sqrt{L_2 \cdot L_3} + K_{2/4}\sqrt{L_2 \cdot L_4} + K_{2/5}\sqrt{L_2 \cdot L_5}$$

Daraus ergibt sich nach entsprechender Substitution, Kürzung und Umformung:

$$K_{1/2}\sqrt{Y_1 \cdot Y_2} = K_{2/3}\sqrt{Y_2 \cdot Y_3} + K_{2/4}\sqrt{Y_2 \cdot Y_4} + K_{2/5}\sqrt{Y_2 \cdot Y_5} \tag{47}$$

$K_{2/3}$ und $K_{2/5}$ können aber nach Formel (43) ausgedrückt werden:

$$K_{2/3} = \frac{1}{2} \frac{Z_{a_1 b_2} - (Z_{a_1 a_2} + Z_{a_2 b_2})}{\sqrt{Y_2 \cdot Y_3}}$$

$$K_{2/5} = \frac{1}{2} \frac{Z_{a_2 b_1} - (Z_{a_2 b_2} + Z_{b_2 b_1})}{\sqrt{Y_2 \cdot Y_5}}$$

Der oben angenommenen Bedingung (30) gemäß sei auch hier folgende Bezeichnung eingeführt:

$$K_{2/4}\sqrt{Y_2 \cdot Y_4} = Z_{a_2 b_2}$$

Setzt man in Gleichung (47) für $K_{2/3}$, $K_{2/5}$ und $K_{2/4}\sqrt{Y_2 \cdot Y_4}$ die entsprechenden Ausdrücke ein, so erhält man:

$$K_{1/2} = \frac{1}{2} \frac{(Z_{a_1 b_2} + Z_{b_1 a_2}) - (Z_{a_1 a_2} + Z_{b_1 b_2})}{\sqrt{Y_{a_1 b_1} \cdot Y_{a_2 b_2}}} \tag{48}$$

Auch hierbei sei festgestellt, daß sich diese für den Fall X aufgestellte Formel (48) in keiner Weise von der für den Fall VI geltenden Formel (40) bzw. für den Fall VIII geltenden (45) unterscheidet.

Daraus folgt, daß Formel (40) den Kopplungskoeffizient zylindrischer Spulen für sämtliche Fälle VI—X zum Ausdruck bringt.[1]

Fig. 20 stellt ein Schema dar, mit dessen Hilfe die Festlegung und Reihenfolge der Indizes bei den Bezeichnungen Z

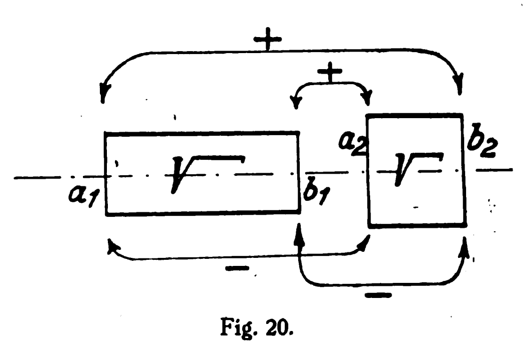


Fig. 20.

und Y leicht zu merken sind. Dieses Schema hat sinngemäß den gleichen Aufbau, wie das Schema aus Fig. 8 (Band 21, Seite 400).

Wir wollen nunmehr auf die Spulen mit ähnlichen und ähnlich gelegenen, rechteckigen Querschnitten zurückkommen.

Es sei hierbei daran erinnert, daß die Kurven aus Fig. 12 sowohl für den Fall A (Fig. 10), als auch für den Fall B (Fig. 11) Gültigkeit haben. In genau gleicher Weise, wie wir, von dem Falle A ausgehend, allmählich die oben aufgezählten Ausdrücke für die Kopplungskoeffizienten zylindrischer Spulen entwickelten und endlich eine allgemeine Formel (40) aufstellten, müssen somit auch, von dem Falle B ausgehend, die analogen Ausdrücke für die Kopplungskoeffizienten von Spulen mit obengenannten rechteckigen Querschnitten gefunden werden.

Als Endresultat ergibt sich, daß für Spulen mit ähnlichen und ähnlich gelegenen, rechteckigen Querschnitten die gleiche, allgemeine Formel (40) gültig bleibt.

In Zusammenfassung des vorstehend Gesagten sei festgestellt, daß der Kopplungskoeffizient für die Fälle I—X, ungeachtet der Mannigfaltigkeit dieser Fälle, durch eine einzige, allgemeine Formel (40) ausgedrückt werden kann, wobei die für die Fälle I—V aufgestellte Formel (21) lediglich einen besonderen Fall der Formel (40) darstellt.

Nunmehr wollen wir einige Zahlenbeispiele anführen, welche die Anwendung der Formel (40) in der Praxis veranschaulichen sollen.

Zahlenbeispiele:

Fall VI.

Zwei zylindrische Spulen:

$$D_{I} = 5 \text{ cm} \qquad a_1 b_1 = 10 \text{ cm}$$
$$D_{II} = 7 \text{ cm} \qquad a_2 b_2 = 4 \text{ cm} \quad \Big\} \; b_1 a_2 = 8 \text{ cm}$$

$$K = \frac{1}{2} \frac{(Z_{22} + Z_8) - (Z_{18} + Z_{12})}{\sqrt{Y_{10} \cdot Y_4}}$$

---

[1]) Im ersten Teil der vorliegenden Arbeit wurde für Spulen mit gleichen Durchmessern Formel (21) aufgestellt. Augenscheinlich muß diese Formel einen besonderen Fall der allgemeineren Formel (40) darstellen, d. h. sie muß sich aus Formel (40) ergeben, wenn man in letzterer $D_{I} = D_{II}$ setzt. Führt man in der Tat in Formel (40) $D_{I} = D_{II}$ ein, so verwandeln sich sämtliche mit Z bezeichneten Ausdrücke in Y mit den entsprechenden Indices, wobei sich dann aus Formel (40) die für die Fälle I—V aufgestellte Formel (21) ergeben wird.

Bestimmung von Z_{22}:

$$\frac{l}{D_I} = \frac{22}{5} = 4{,}4.$$

Aus Tafel III, Rein-Wirtz's Radiotelegraphisches Praktikum, findet man: $f_I = 0{,}92$.

$$\frac{l}{D_{II}} = \frac{22}{7} = 3{,}15.$$

und auf gleicher Tafel: $f_{II} = 0{,}88$.

Aus den Kurven der Fig. 12 für $\frac{D_I}{D_{II}} = 0{,}715$ und $\frac{1}{2}(f_I + f_{II}) = 0{,}90$ erhält man: $K_{I/II} = 0{,}71$.

Aus den Kurven der Fig. 1 (siehe Band 21, Seite 392) geht hervor:

für $\frac{l}{D_I} = 4{,}4$ $\quad Y_I = 4{,}0$

für $\frac{l}{D_{II}} = 3{,}15$ $\quad Y_{II} = 2{,}75$

Gemäß Formel (30) ergibt sich: $Z_{22} = 0{,}71 \cdot \sqrt{4 + 2{,}75} = 2{,}36$

Bestimmung von Z_8:

$$\frac{l}{D_I} = \frac{8}{5} = 1{,}6.$$

Aus Tafel III, Rein-Wirtz's Radiotelegraphisches Praktikum, findet man: $f_I = 0{,}77$.

$$\frac{l}{D_{II}} = \frac{8}{7} = 1{,}14.$$

und auf gleicher Tafel: $f_{II} = 0{,}71$.

Aus den Kurven der Fig. 12 für $\frac{D_I}{D_{II}} = 0{,}715$ und $\frac{1}{2}(f_I + f_{II}) = 0{,}74$ erhält man: $K_{I/II} = 0{,}67$.

Aus den Kurven der Fig. 1 geht hervor:

für $\frac{l}{D_I} = 1{,}6$ $\quad Y_I = 1{,}2$

für $\frac{l}{D_{II}} = 1{,}14$ $\quad Y_{II} = 0{,}8$

Gemäß Formel (30) ergibt sich: $Z_8 = 0{,}67 \cdot \sqrt{1{,}2 + 0{,}8} = 0{,}66$.

Bestimmung von Z_{18}:

$\frac{l}{D_I} = \frac{18}{5} = 3{,}6$ $\quad f_I = 0.89$ $\quad Y_I = 3{,}2$ $\quad K_{I/II} = 0{,}7$

$\frac{l}{D_{II}} = \frac{18}{7} = 2{,}57$ $\quad f_{II} = 0{,}85$ $\quad Y_{II} = 2{,}25$

$$Z_{18} = 0{,}7 \cdot \sqrt{3{,}2 + 2{,}25} = 1{,}87.$$

Bestimmung von Z_{12}:

$\frac{l}{D_I} = \frac{12}{5} = 2{,}4$ $\quad f_I = 0{,}84$ $\quad Y_I = 2{,}05$ $\quad K_{I/II} = 0{,}685$

$\frac{l}{D_{II}} = \frac{12}{7} = 1{,}71$ $\quad f_{II} = 0{,}79$ $\quad Y_{II} = 1{,}3$

$$Z_{12} = 0{,}685 \cdot \sqrt{2{,}05 + 1{,}3} = 1{,}12.$$

Bestimmung von Y_{10} und Y_4:

Aus den Kurven der Fig. 1 geht hervor:

für $\frac{l}{D_I} = \frac{10}{5}$ $\quad Y_{10} = 1{,}6$

für $\frac{l}{D_{II}} = \frac{4}{7}$ $\quad Y_4 = 0{,}32$

Somit bestimmt sich der Kopplungskoeffizient im vorliegenden Falle zu:

$$K = \frac{1}{2} \frac{(2{,}36 + 0{,}66) - (1{,}87 + 1{,}12)}{\sqrt{1{,}6 + 0{,}32}} = 4{,}17\,\%$$

Fall X.

Zwei Spulen mit ähnlichen und ähnlich gelegenen rechteckigen Querschnitten: $a_I \cdot b_I = 12$ cm $\times$ 8 cm, $a_{II} \times b_{II} = 14$ cm $\times$ 9,4 cm, $a_1 b_1 = 11$ cm, $a_2 b_2 = 5$ cm, $b_1 a_2 = -8$ cm.

$$K = \frac{1}{2} \frac{(Z_8 + Z_8) - (Z_3 + Z_3)}{\sqrt{Y_{11} \cdot Y_5}}$$

Bestimmung von Z_8:

$\frac{l}{\sqrt{a_I \cdot b_I}} = \frac{8}{\sqrt{12 \times 8}} = 0{,}81$. Aus Tafel III, Rein-Wirtz's Radiotelegraphisches Praktikum, erhält man, indem man auf der Abszissenachse statt $\frac{l}{D}$ den Ausdruck $\frac{l}{\sqrt{a_I \cdot b_I}} = 0{,}81$ abliest: $f_I = 0{,}62$.

$\frac{l}{\sqrt{a_{II} \cdot b_{II}}} = \frac{8}{\sqrt{14 + 9{,}4}} = 0{,}70$. Ferner aus gleicher Tafel $f_{II} = 0{,}60$.

Aus den Kurven der Fig. 12 für $\frac{\sqrt{a_I \cdot b_I}}{\sqrt{a_{II} \cdot b_{II}}} = 0{,}85$ und $\frac{1}{2}(f_I + f_{II}) = 0{,}61$ erhält man: $K_{I/II} = 0{,}81$.

Aus den Kurven der Fig. 1 geht hervor:

für $\frac{l}{\sqrt{a_I \cdot b_I}} = \frac{8}{\sqrt{12 \times 8}}$ $\quad Y_I = 0{,}52$

für $\frac{l}{\sqrt{a_{II} \cdot b_{II}}} = \frac{8}{\sqrt{14 \times 9{,}4}}$ $\quad Y_{II} = 0{,}42$

Gemäß Formel (30) ergibt sich:

$$Z_8 = 0{,}81 \times \sqrt{0{,}52 \times 0{,}42} = 0{,}38$$

Bestimmung von Z_3:

$\frac{l}{\sqrt{a_I \cdot b_I}} = \frac{3}{\sqrt{12 \times 8}} = 0{,}3$ $\quad f_I = 0{,}4$ $\quad Y_I = 0{,}12$ $\quad K_{I/II} = 0{,}74$

$\frac{l}{\sqrt{a_{II} \cdot b_{II}}} = \frac{3}{\sqrt{14 \times 9{,}4}} = 0{,}26$ $\quad f_{II} = 0{,}38$ $\quad Y_{II} = 0{,}10$

$$Z_3 = 0{,}74 \times \sqrt{0{,}12 \times 0{,}10} = 0{,}08$$

Bestimmung von Y_{11} und Y_5:

Aus den Kurven der Fig. 1 geht hervor:

für $\frac{l}{\sqrt{a_I \cdot b_I}} = \frac{11}{\sqrt{12 \times 8}}$ $\quad Y_{11} = 0{,}8$

für $\frac{l}{\sqrt{a_{II} \cdot b_{II}}} = \frac{5}{\sqrt{14 \times 9{,}4}}$ $\quad Y_5 = 0{,}21$

Somit bestimmt sich der Kopplungskoeffizient im vorliegenden Falle zu:

$$K = \frac{1}{2} \frac{(0{,}38 + 0{,}38) - (0{,}08 + 0{,}08)}{\sqrt{0{,}8 \times 0{,}21}} = 73\,\%$$

Versuche über Telephonie mit Doppelgitterröhren.

Von **Arthur Hamm.**

Die im praktischen Gebrauch befindlichen Telephonieschaltungen für Röhrensender verwenden fast durchgängig zwei Röhren. Die eine Röhre erzeugt die Schwingungen, während die zweite Röhre die Sprachwechselströme aufnimmt, um sie in irgendeiner Form auf den Hochfrequenzstrom zu übertragen, sei es durch Beeinflussung des Anodengleichstromes (Vorröhrenschaltung) oder der Gittervorspannung (Gitter-Gleichstrom-Besprechung) oder der Anodenspannung (Parallelröhrenschaltung, Huth-Kühn-Schaltung) der Schwingungsröhre. Zwar ist es auch möglich, mit einer Röhre auszukommen und ihr Gitter zu besprechen, doch empfiehlt sich diese Schaltung nicht, wie Kühn in diesem Jahrbuch, Bd. 18, S. 423, ausgesprochen hat, weil es erforderlich ist, in den Vorgang der Schwingungserzeugung nicht einzugreifen und erst den sozusagen fertigen Hochfrequenzstrom im Sprachrhythmus zu modulieren. Die Verwendung zweier Röhren verursacht natürlich einen verhältnismäßig beträchtlichen Energieaufwand, so daß es sehr erwünscht wäre, die zweite Röhre sparen zu können. Das Mittel hierzu bietet die Doppelgitterröhre. Verwendet man das eine Gitter in gewöhnlicher Weise als Steuergitter für die Hochfrequenzschwingungen, so erscheint es möglich, durch Anlegen der Sprachwechselspannung an das zweite Gitter den in derselben Röhre erzeugten Hochfrequenzstrom zu modulieren. Die geforderte Unabhängigkeit der Hochfrequenzerzeugung von der Modulation ist vorhanden. Der Gedanke ist auch schon mehrfach ausgesprochen worden (Amer. Patent 1 199 180, Franz. Patent 505 956), jedoch machen die in diesen Patenten gegebenen Schaltungen keinen sehr betriebsreifen Eindruck, und über fertige Sender ist nichts bekannt geworden. Daher dürften die nachfolgenden Untersuchungen, die im Sendelaboratorium des telegraphentechnischen Reichsamtes angestellt wurden, vielleicht interessieren.

Zur Verfügung standen leider nur kleine Doppelgitterröhren, Type Siemens Schottky. Da die Leistung einer einzelnen Röhre zu gering war, sollten 10 Stück parallel geschaltet werden. Eine solche Parallelschaltung zahlreicher Wechselstromgeneratoren ist in der Hochfrequenztechnik nichts Ungewönliches, während sie in der Starkstromtechnik sich keiner großen Beliebtheit erfreut. Die Ursache ist in der Schwierigkeit der Spannungsregulierung zu suchen, bei Spannungsdifferenzen der einzelnen parallellaufenden Aggregate liefern diejenigen mit höherer Spannung einen Ausgleichstrom an diejenigen mit höherer Spannung einen Ausgleichstrom an diejenigen mit niedrigerer Spannung. Besonders bekannt sind solche Parallellaufschwierigkeiten bei Transformatoren geworden. Laufen Transformatoren verschiedener Kurzschlußspannung parallel, so werden schon bei Vollast, erst recht bei Überlastung, diejenigen mit niedrigerer Kurzschlußspannung einen Ausgleichstrom an diejenigen mit hoher Kurzschlußspannung liefern, der so beträchtlich werden kann, daß der Transformator mit hoher Kurzschlußspannung vollkommen entlastet wird oder sogar über die Primärseite ins Netz zurückspeist. Für den Transformator geringer Kurzschlußspannung kann dadurch die Überlastung so groß werden, daß er verbrennt, was auch in einer Anzahl von Fällen vorgekommen ist. Die gleiche Gefahr liegt auch bei parallellaufenden Röhren vor und das um so mehr, als die Spannungsregulierung einzelner großer Aggregate verhältnismäßig leicht, die zahlreicher Röhren aber schlechterdings unmöglich ist. Die Rolle, die bei Transformatoren die Kurzschlußspannung spielt, fällt hier dem Durchgriffe zu. Eine Röhre ist ein Wechselstromgenerator mit der Klemmenspannung

$$E_k = \frac{e_g}{D_D} 100$$

wobei e_g die Gitterspannung, D der Durchgriff in Prozenten ist. Da in der Parallelschaltung alle Gitter untereinander verbunden sind, erhalten sie alle zwangsläufig die gleiche Spannung, Verschiedenheiten im Durchgriffe müssen sich daher in Verschiedenheiten der Klemmenspannung geltend

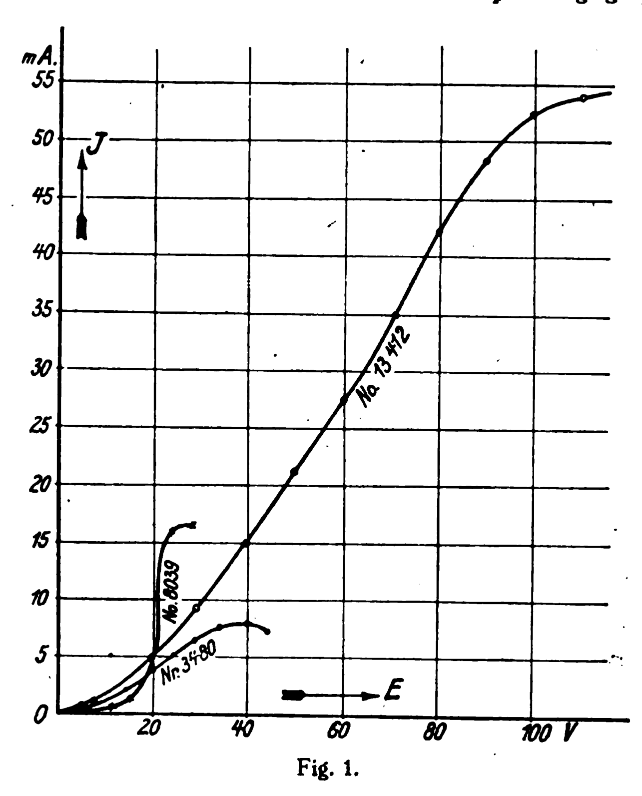


Fig. 1.

machen. Deshalb wurde der Durchgriff sämtlicher zehn Röhren gemessen, und zwar nach dem Hauserschen Verfahren (Rein-Wirtz: Radioteleraphisches Praktikum, 3. Aufl., S. 392), das die genauesten Ergebnisse zu liefern scheint. Das Ergebnis war folgendes:

Röhre No. 12866	D = 34,5%	Röhre No. 3988	D = 45,0%
3121	35,5%	5211	45,0%
3480	35,0%	23235	45,0%
		8094	47,0%

Röhre No. 13412	D = 40,0%
8039	40,5%
5594	42,0%

Die Unterschiede sind also erheblich, es kann gar keinem Zweifel unterliegen, daß die Röhren der ersten Gruppe zu-

gunsten der beiden anderen Gruppen sehr stark belastet werden. Ob sie überlastet werden, ist ohne weiteres nicht zu sagen, das Vorhandensein des Sättigungsstromes schließt eine Überlastung in gewissem Maße ja aus. Jedoch sind dem Verfasser bei Sendeversuchen mit 500 W Röhren eine Anzahl merkwürdiger Zerstörungen vorgekommen, die kaum auf etwas anderes als Überlastung zurückzuführen waren, die also zeigen, daß der Sättigungsstrom nicht unbedingt gegen Überlastung schützt. Welche Schwierigkeiten der Parallellauf der Röhren-Generatoren bietet, zeigt auch ein Vergleich der Charakteristiken. In Fig. 1 sind die Charakteristiken von drei Röhren (Nr. 3480, 8039, 13 412) aufgezeichnet, die Verschiedenheiten sind erstaunlich stark. Die gezeichneten Kennlinien sind bei spannungslosem Raumladegitter aufgenommen, während das Steuergitter mit der Anode verbunden war. Legte man eine negative Vorspannung an das Raumladegitter, so tratt die bekannte Verschiebung ein. Während diese aber bei den Röhren 3480 und 13 412 ziemlich normal war, wurden bei der Röhre 8039 die verschobenen

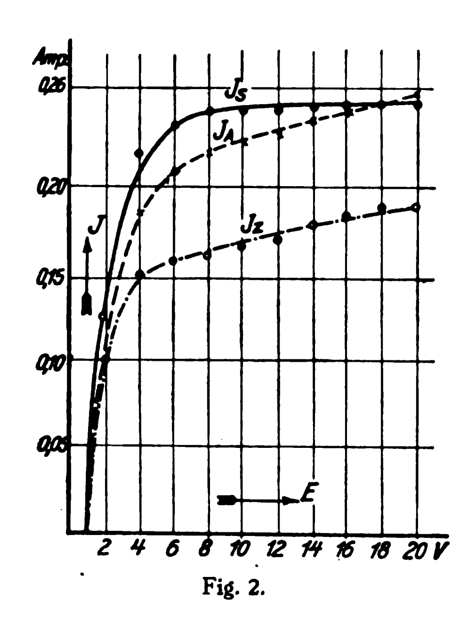


Fig. 2.

Kurven (—1, —2 V) so stark verzerrt, daß sie sich überschnitten. Auch hierdurch wird das Parallelarbeiten sehr erschwert.

Um zu prüfen, inwieweit die geschilderten Verschiedenheiten auf die Schwingungserzeugung einwirken, wurde der Strom im Schwingungskreise in Abhängigkeit von der Röhrenzahl aufgenommen. Das Ergebnis zeigt die Fig. 2. Wären die Röhren unter sich völlig gleich gewesen, so hätte der Strom nach der punktierten Kurve ansteigen müssen, in Wirklichkeit stieg er nach der ausgezogenen, gezackten Linie an. In zwei Fällen hat das Zuschalten einer weiteren Röhre keine Erhöhung, in einem Falle sogar eine Senkung des Schwingstromes zur Folge gehabt, zweifellos sind es Röhren mit höherem Durchgriffe gewesen, die da zugeschaltet worden sind. Ob und in welchem Maße die Röhren geringeren Durchgriffes in solchen Fällen unzulässig überlastet worden sind, könnte nur die Betriebsstatistik zeigen.

Bei den Sprechversuchen wurde zuerst die Sprachwechselspannung zwischen Anode und Raumladegitter gelegt, um der Forderung des Nichteingreifens in den Mechanismus der Hochfrequenzerzeugung Genüge zu tun. Eine wirksame Modulation war aber so nicht zu erzielen; beim Ein- und Ausschalten des Mikrophonstromes hörte man an der Schwinkreisspule mit aperiodischem Kreise und Telephon nur ein schwaches Geräusch, Sprache kam überhaupt nicht durch. Verschiedene Abänderungen dieser Schaltung führten zu keinem besseren Ergebnisse.

Deshalb wurde alsbald die Sekundärseite des Übertragers zwischen Raumladegitter und Kathode geschaltet. Die Befürchtung, daß hierbei zu stark in den Mechanismus der Schwingungserzeugung eingegriffen würde, bestätigte sich nicht, ein Abreißen der Schwingungen wurde nie beobachtet. In Reihe mit der Sekundärwicklung des Übertragers mußte eine Batterie geschaltet werden, mit dem positiven Pole an das Gitter, sonst war der Elektronenstrom zur Schwingungserzeugung nicht ausreichend, es sei denn, daß der Faden um 20 % überheizt wurde. Anfänglich wurde einfach eine 6 V-Batterie in die Verbindung geschaltet, dabei war die Modulation ausgezeichnet, die Sprache etwas leise aber klar. Wurden die beiden Gitter miteinander vertauscht, so wurde die Sprache erheblich lauter, bekam aber kratzende Nebengeräusche.

In der eben beschriebenen Schaltung wird die negative Halbwelle der Sprachwechselspannung zum Teil durch oder vielleicht auch ganz durch die positive Gittervorspannung ausgeglichen, ohne daß ein günstigstes Verhältnis herzustellen gesucht worden ist. Deshalb wurde dann statt der Batterie ein Spannungsteiler eingeschaltet, so daß die Vorspannung geändert und der beste Wert ermittelt werden konnte. Es wurde die Abhängigkeit sowohl des Schwingkreisstromes seiner Höhe nach wie der Hörgüte von der Vorspannung aufgenommen. Die Abhängigkeit des Schwingkreisstromes zeigt die Fig. 3. Es geht daraus hervor, daß der

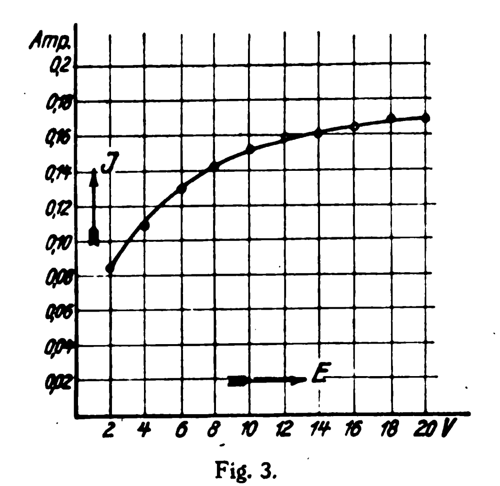


Fig. 3.

günstigste Wert etwa bei + 4 V liegen muß; wenn die Sprachwechselspannung in der Amplitude nicht größer ist als ± 3 V, so würde eine sehr formgetreue Beeinflussung des Schwingstromes zu erwarten sein. Bei höheren Amplituden würden die Spitzen abgeschnitten, was unter Umständen günstig ist. Das Ergebnis der Hörversuche war etwas anders. Bei + 7,5 V verschwand die Sprache gänzlich, bei + 5 V war sie sehr leise und kaum zu hören, bei + 2 V sehr kräftig und gut verständlich, bei + 0,5 V sehr laut, aber mit stark kratzendem Nebengeräusche behaftet. Hiernach wäre also die günstigste Vorspannung + 2 V, obwohl dabei die Schwingungsleistung gering ist.

Das Ergebnis eines weiteren Versuches zeigt die folgende kleine Tabelle. Es wurde mit möglichst gleichbleibender Lautstärke ein *a* in das Mikrophon gerufen, die Sprache wurde an der Schwingkreisspule abgenommen und in einen Nebenraum geleitet. In der folgenden Tabelle bezeichnet die erste Spalte die Vorspannung, die zweite den Schwingkreisstrom in unbesprochenem Zustande, die dritte die Zunahme des Stromes beim Sprechen,

E_v	ΔJ_s	J_s	Sprache
+ 5 V	0,095 A	0,02 A	klar, aber leise
+ 3 V	0,050 A	0,03 A	lauter und klar
+ 1 V	0,025 A	0,05 A	noch lauter, aber mit Nebengeräusch
+ 0,5 V	0,026 A	0,05 A	wieder leiser, aber mit stark kratzendem Geräusch

Die noch vorhandenen Nebengeräusche rühren jedenfalls z. T. vom Eisen des Übertragers her. Probeweise wurde deshalb einmal die Sekundärspule in Reihe mit der Vorspannung geschaltet, während die Primärspule offen blieb. Die Spule wirkte somit nur als Widerstand, der an ihm entstehende Spannungsabfall wirkte modulierend. Infolge des hohen Widerstandes der Sekundärspule betrug der Mikrophonstrom allerdings nur 10 mA, die Sprache vor der Röhre

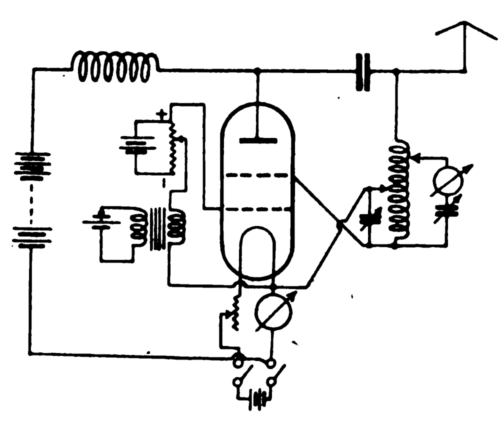


Fig. 4.

war aber ungewöhnlich rein und frei von Nebengeräuschen. Leider war am Schwingungskreise fast nichts zu hören, doch scheint hier ein Weg zu weiterer Verbesserung der Besprechungseinrichtung gegeben zu sein.

Die endgültig gewählte Schaltung ist in Fig. 4 dargestellt. Allerdings war der Antennenstrom höchstens 40 mA, so daß nur mit einer dicht bei der Sendeantenne liegenden Empfangsantenne gehört werden konnte. Es wurde sowohl Sprache wie Musik übertragen, beides war sehr gut. Die Sprache war ungewöhnlich klar und rein, erheblich besser als bei anderen Telephonieschaltungen. Nebengeräusche fehlten fast ganz, dagegen wurden alle kleinen Besonderheiten so gut übertragen, daß der Sprechende sofort erkannt werden konnte.

Die Abhängigkeit von Antennenstrom und Sprachgüte von der Vorspannung zeigt folgende Tabelle:

E_v	J_a	Sprache
+ 4 V	10 mA	Nebengeräusche, Sprache leise
+ 6	17	gut und laut genug
+ 8	24	wieder leiser, aber noch zu hören
+ 10	28	nichts mehr zu hören

Hier liegt das Optimum also anders als früher gefunden bei + 6 V.

Um höhere Antennenströme zu erzielen, wurde eine einstufige Verstärkerschaltung zwischen Schwingungskreis und Antenne eingefügt. Das vollständige Schaltbild zeigt Fig. 5. Da ein solches Gebilde aber sehr zum Selbstschwingen neigt, ist es zweckmäßig, die beiden Anodenkreise aufeinander abzustimmen, den Gitterkreis dagegen aber um etwa 10% zu verstimmen. Hierbei ist Selbstschwingen ausgeschlossen, und der Antennenstrom bleibt nur wenig hinter dem möglichen Maximum zurück. Es gelang, ihn auf etwa 0,25 A im Höchstfalle zu bringen. Um normale Reichweiten zu erzielen, dürfte sich eine Verstärkung in mehreren Stufen, ähnlich wie die Amerikaner sie für die Telephonieversuche mit England verwendet haben, empfehlen. Noch wünschenswerter wäre es natürlich, wenn von den Röhrenfirmen Doppelgitterröhren großer Leistung zur Verfügung gestellt würden.

In der vollständigen Senderschaltung wurde nochmals die Abhängigkeit der Ströme von der Gittervorspannung gemessen. Das Ergebnis ist in Fig. 6 dargestellt. J_s ist der Strom im Schwingungskreise, J_z der Strom im Zwischen-

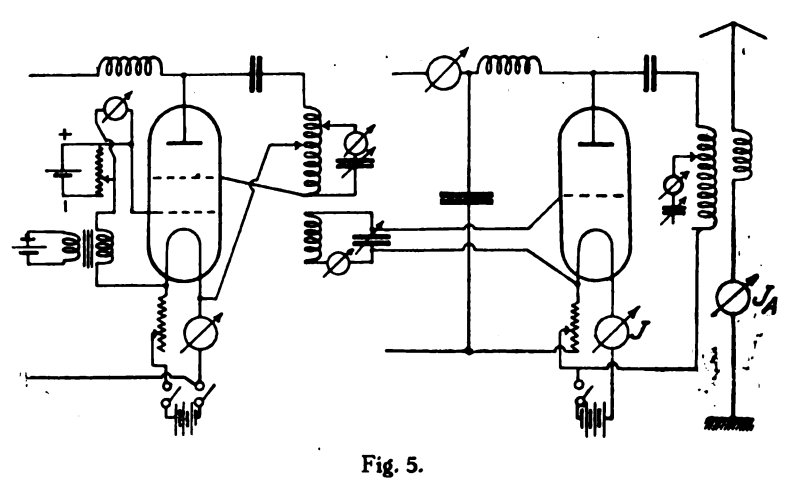


Fig. 5.

kreise, J_A der Antennenstrom. Die Wellenlänge betrug 300 m. Das Optimum der Vorspannung liegt demnach bei + 2 V, mit dieser Spannung wurden dann auch Sprechversuche ausgeführt, die recht befriedigend ausfielen. Als bei einer Wiederholung die Sprache unhörbar war, obwohl an der Schaltung nicht das Geringste geändert worden war, ergab sich überraschenderweise, daß das Optimum gewandert war und jetzt bei + 0,5 V lag. Die mit dieser Vorspannung angestellten Sprechversuche fielen dann eben so befriedigend aus, wie die früher mit + 2 V angestellten. Das Wandern des Optimums dürfte auf eine Veränderung im Mikrophon zurückzuführen sein, vermutlich waren Kohlenkörner zusammengebacken, so daß die Stromschwankungen und damit die Wechselspannung auf der Sekundärseite des Übertragers geringer geworden waren. Daß man vor jedem Gebrauch des Senders somit erst die Vorspannung neu einstellen muß, ist allerdings als ein großer Nachteil zu bezeichnen.

Die maschinelle Frequenz-Multiplikationsanordnung von W. Dornig.

Von Dr. **Eugen Nesper.**

Die modernen Radiosenderstationen benutzen im wesentlichen als Hochfrequenzgeneratoren, sofern es sich um kleine und mittlere Leistungen handelt, Röhrensender, für große und größte Leistungen maschinell arbeitende Anordnungen.

Die Röhrensender lassen bekanntlich ohne weiteres den Vorteil erreichen, die Wellenlänge in nahezu beliebigen Grenzen sofort zu variieren und die Einrichtung so zu wählen, daß entweder keine wesentlichen Oberschwingungen vorhanden sind oder wenigstens sich praktisch nicht störend bemerkbar machen. Ein Nachteil besteht jedoch darin, daß der Röhrenverschleiß verhältnismäßig groß ist, und zwar um so größer, je höher die Hochfrequenzleistungen je Röhre gewählt wird. Die für die Röhren auflaufenden Kosten sind sehr wesentlich und können die Rentabilität des Betriebes vollkommen in Frage stellen.

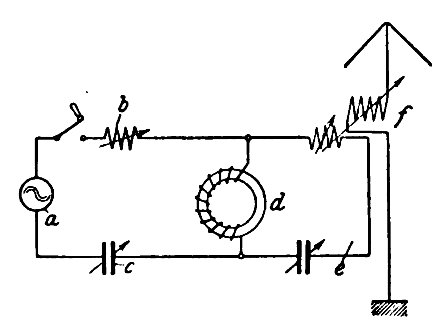


Fig. 1.

Für die maschinelle Erzeugung hochfrequenter Schwingungen kommen oder kamen wenigstens die Anordnungen von Fessenden-Alexanderson, Bethenod, Latour und Joly-Valauri-Telefunken in Betracht. Insbesondere die letztere Methode ist gut für den praktischen Betrieb durchgebildet worden. Gewöhnlich wird von der Maschine eine Grundperiodenzahl von 6000 je Sekunde erzeugt, welche durch mehrere in Serie geschaltete Transformationsstufen zuerst auf 12 000, sodann auf 24 000 und schließlich auf 48 000 je Sekunde erhöht werden. Hierbei sinkt naturgemäß der Wirkungsgrad, je höher die Frequenz wird. Außerdem kommt als Erschwernis die nicht ganz einfache Bedienung in Betracht, welche besonders geschultes Personal voraussetzt.

Bis zu einem gewissen Grade nimmt die maschinelle Frequenz-Multiplikationsanordnung von W. Dornig den Joly-Valaurischen Gedanken auf, jedoch hat sie den Vorteil einer größeren Einfachheit, Übersichtlichkeit, Leichtigkeit in der Bedienung und eventuellen Reparatur, sowie äußerst geringen Platzbedarfes.

Das Schema der Anordnung gibt die Figur wieder. *a* ist eine Gleichpolinduktionsmaschine, welche Mittelfrequenzstrom von etwa 10 000 Perioden je Sekunde liefert, *b* ist eine sehr große, veränderlich gestaltete Selbstinduktionsspule, *c* ist ein variabler Kondensator, *d* ist der eigentliche Frequenztransformator. Dieser ist in Form eines Autotransformators mit nur einer Wicklung geschaltet, wobei seine äußeren Abmessungen sehr gering sind. Der Transformator arbeitet auf den Schwingungskreis *e*, welcher mit der Antenne *f* kontinuierlich veränderlich gekoppelt ist. Durch Variation der Dimensionen des Schwingungskreises *d e* kann die Senderwellenlänge variiert werden.

Wenn der Generator *a* beispielsweise 10 000 Perioden erzeugt, so kann der Sender mit sehr gutem Wirkungsgrade einen Hochfrequenzstrom von 90 000 Perioden (etwa 3500 m λ) oder mit 170 000 Perioden je Sekunde (etwa 1800 m λ) oder 290 000 Perioden je Sekunde (etwa 1000 m λ) usw. arbeiten.

Oberschwingungen konnten mit einem Huthschen Schwebungsempfänger in unmittelbarer Nähe des Maschinenaggregates nur mit sehr geringer Amplitude nachgewiesen werden.

Es ist aber noch festzustellen, inwieweit evtl. doch eine Störung hierdurch bewirkt werden könnte. Besitzt nämlich die Amplitude der Oberschwingung nur $^1/_{100}$ der Amplitude der Hauptschwingung, und macht letztere bei einem größeren Sender 100 Ampere aus, so würde die Stromstärke der Oberschwingung 1 Ampere ausmachen. Dies würde schon den Verkehr in der Nähe des betreffenden Senders erheblich beeinflussen können.

Tasten ist sehr einfach und bis zu den höchsten Wortgeschwindigkeiten ohne weiteres möglich.

Der Sender kann nach Angabe von Dornig für Energien innerhalb weiter Grenzen, beispielsweise von etwa 50 Watt bis 1000 Kw. hinauf gebaut werden.

Referate.

J. H. Morecroft. Resistance and capacity of coils at radio frequencies. Proc. Inst. Radio Eng. **10**, 261—289, 1922, Nr. 4.

Der Wirkwiderstand einer Spule bei Hochfrequenz kann entweder in der Brücke oder mit Hilfe eines zusätzlichen Blind- oder Wirkwiderstandes bestimmt werden. Für die vorliegenden Untersuchungen wurde die letztgenannte Methode (von Lindemann angegeben. D. Ref.) benutzt. Die Spule liegt in einem induktiv erregten Schwingungskreise, in dem vor und nach Einschaltung eines bekannten Wirkwiderstandes die Resonanzstromstärke gemessen wird (hier mit Thermoelement und Galvanometer). Die Methode er-

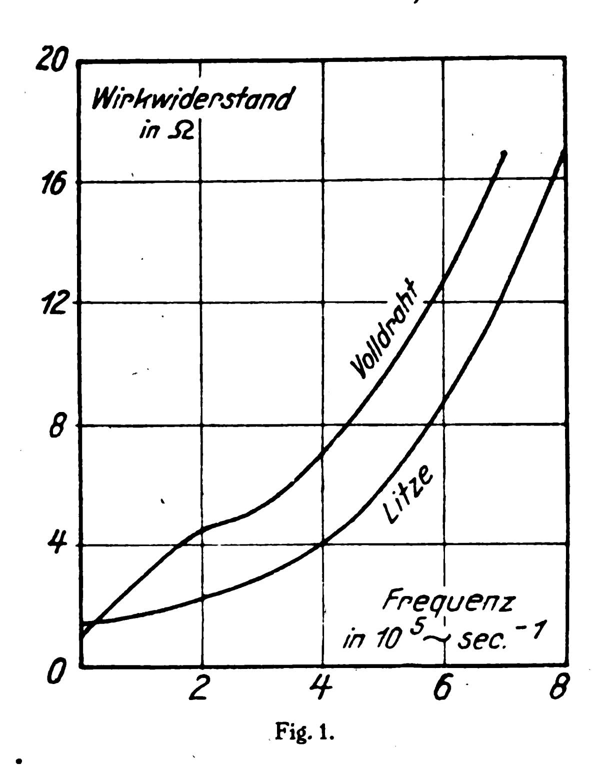


Fig. 1.

fordert einige Vorsichtsmaßregeln: Die Stromänderung im Erregerkreis (Röhrensender) infolge des Belastungswechsels wurde durch sehr lose Koppelung minimal gemacht. Der Kondensator des Schwingungskreises wurde durch Vergleichung mit einer ad hoc konstruierten, verlustfreien Kapazität verglichen und als praktisch verlustlos befunden. Die Wirkung von kapazitiven Koppelungen in der Schaltung wurde durch Abschützung und zweckmäßige Leitungsführung vermieden; der Wirkwiderstand des Thermoelements, der eine Korrektion verursacht, besonders bestimmt.

Für einlagige Litzenspulen folgt der Wirkwiderstand in Abhängigkeit von der Frequenz einer Exponentialkurve, etwa entsprechend der Beziehung

$$\frac{\text{Wirkwiderstand}}{\text{Gleichstromwiderstand}} = A \cdot f^{b \cdot f}$$

wobei f die Frequenz und A und b Konstanten bedeuten. Bei einlagigen Volldrahtspulen steigt die Wirkwiderstandskurve bei niedrigen Frequenzen bis etwa $f = 200\,000$ ∼ sec^{-1} steil an, um dann in eine ähnliche Exponentialkurve wie bei Litzenspulen überzugehen (siehe Fig). Der starke Anstieg des Wirkwiderstandes unterhalb der angegebenen Frequenz wird auf die Verschiebung der Stromlinien infolge von Hauteffekt zurückgeführt. Für sehr hohe Frequenzen (λ von der Größenordnung 100 m) wird der Widerstand der Litzenspule höher als der der Volldrahtspule gleicher Dimensionen.

Bei der Untersuchung eines Satzes mehrlagiger Abstimmspulen für radiotelegraphische Zwecke ergab sich eine annähernd lineare Abnahme des Verhältnisses

$$V = \frac{\text{Blindwiderstand}}{\text{Wirkwiderstand}}$$

mit wachsender Frequenz, wenn man für jede der benutzten Frequenzen stets die günstigste Spule auswählt. Der Widerstand normaler Empfangsspulen liegt für den Wellenbereich 250 bis 600 m zwischen 15 und 50 Ohm.

Weiter wird gezeigt, daß es ungünstig ist, einen Teil der Windungen einer größeren Spule zur Erzielung einer kleinen Selbstinduktion zu benutzen, da die daran hängenden toten Windungen stark dämpfend wirken. Das Widerstandsverhältnis V ist bei einer abgezweigten Spule im ganzen untersuchten Frequenzbereich erheblich niedriger als bei einer gleichdimensionierten, selbständigen Spule. In ähnlicher Weise wie anhängende Windungen wirken andere Spulen, sofern sie sich im Kraftfeld der benutzten Spule befinden.

Ferner wurde mit Hilfe der Resonanzmethode die Eigenfrequenz (Grundschwingung) einer Reihe von Spulen und hieraus die Spulenkapazität bestimmt. Es ergibt sich, daß die Spulenkapazität ceteris paribus mit wachsender Windungszahl abnimmt. Bei mehrlagigen Spulen ist die Erscheinung stärker ausgeprägt als bei einlagigen. Eine Erklärung wird durch Betrachtung des Verlaufes der elektrischen Feldlinien der Spule gefunden.

Endlich wird der Einfluß von Zuleitungen, Feuchtigkeit, Schellackierung, Spulenkörper usw. auf Widerstand bzw. Kapazität der Spulen untersucht. Hierbei zeigt sich u. a., daß der Wirkwiderstand von unlackierten Spulen aus seiden- oder baumwollisoliertem Draht stark von der zwischen den Windungen vorhandenen Ableitung abhängt; welche ihrerseits wiederum in hohem Grade durch den Feuchtigkeitszustand der Isolation bestimmt ist. Auch die Möglichkeit dielektrischer Verluste in der Isolation der einzelnen Litzendrähte wird in die Betrachtung einbezogen. Für die Entfernung der Emaille an Lötstellen wird die Anwendung einer gesättigten Lösung von Kaliumbichromat in konzentrierter Schwefelsäure mit nachfolgender Abspülung in Sodalösung empfohlen. G. Zickner.

F. Weichart. Röhrensender ohne Rückkopplung. Z. S. f. Fernmeldetechnik, **4**, S. 24—27, 1923, mit 19 Fig.

Für die als „rückkopplungsfreie Röhrenschaltung" bekannte „Huth-Schaltung" (Fig. 1 a) wird das Ersatzschema Fig. 1 b unter Vernachlässigung der Dämpfung zur Berechnung zugrunde gelegt, in welchem C_{ag} die Anodengitterkapazität der Röhre bedeutet. Zur Ermittlung der auftretenden Frequenzen wird ein graphisches Verfahren eingeschlagen. Trennt man den geschlossenen Kreis an zwei Punkten, etwa an S und B (Fig. 1 b), so muß bei stationären Verhältnissen der resultierende Widerstand $\mathfrak{R}_1$ links der Trennlinie AB gleich dem Widerstand $\mathfrak{R}_2$ rechts der Trennlinie sein. Die beiden komplexen Widerstände $\mathfrak{R}_1$ und $\mathfrak{R}_2$ werden als Funktionen der Kreisfrequenz ω als Kurven dargestellt.

Ihre Schnittpunkte ($\mathfrak{R}_1 = \mathfrak{R}_2$) ergeben die stationär möglichen Frequenzen. Im Falle der Schaltung Fig. 1 b ist

$$\mathfrak{R}_1 = \underbrace{-j\frac{1}{\omega C_{ag}}}_{\mathfrak{R}_{11}} \underbrace{- j\frac{L_g}{C_g}\cdot\frac{1}{\omega L_g - \frac{1}{\omega C_g}}}_{\mathfrak{R}_{12}}$$

$$\mathfrak{R}_2 = \underbrace{-j\frac{1}{\omega C_B}}_{\mathfrak{R}_{21}} \underbrace{- j\frac{L}{C}\cdot\frac{1}{\omega L - \frac{1}{\omega C}}}_{\mathfrak{R}_{22}}$$

Die Darstellung der Widerstände ergibt ohne weiteres, daß von dieser biquadratischen Gleichung für ω nur zwei Wurzeln reel sind, d. h. daß nur zwei Frequenzen möglich sind.

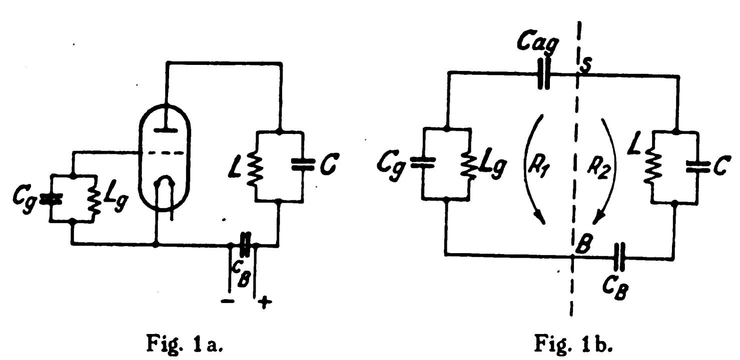


Fig. 1 a. Fig. 1 b.

Selbsterregungsfähig sind sie dann, wenn die zugehörigen Werte von $\mathfrak{R}_1$ und $\mathfrak{R}_{12}$ (Anoden- und Gitterspannung) entgegengesetzte Vorzeichen haben, d. h. um 180° phasenverschoben sind. Sind beide selbsterregungsfähig, so tritt die Möglichkeit des Umspringens (Ziehens) ein.

W. Fischer.

W. A. Parlin. Die zwischen zwei Spulen bei Hochfrequenz auftretenden Kräfte (Phys. Rev. **21,** 193—197, 1923).

Zwei Spulen von je elf Windungen und 25 bzw. 30 cm Durchmesser werden so aufgestellt, daß die kleinere feststeht und die größere sich um sie drehen kann. Der Strom fließt

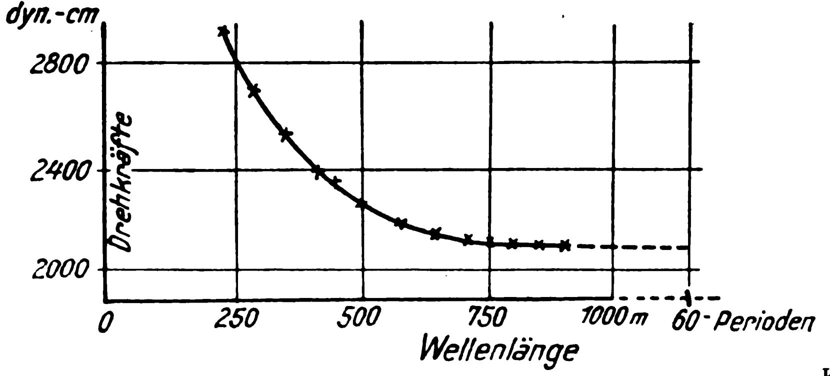


Fig. 1.

hintereinander durch beide Spulen. Bei Wechselstrom von 60 Perioden werden die zwischen den Spulen auftretenden Drehkräfte in Abhängigkeit von der Stellung der Spulen zueinander gemessen und in guter Übereinstimmung mit den nach der Maxwellschen Theorie berechneten Größe gefunden. Bei Hochfrequenzstrom von 4×10^5 Perioden wird zunächst festgestellt, daß die Drehkräfte der Theorie entsprechend für eine bestimmte Spulenstellung mit dem Quadrate des Spulenstromes wachsen. Hält man Stromstärke und Spulenstellung konstant und ändert die Frequenz, so ergibt sich mit höheren Frequenzen eine beträchtliche Zunahme der Drehkräfte, wie die Fig. 1 zeigt. Sie ist für einen Strom von 0,6 Amp. und einem Winkel von 22,5° zwischen den Spulen aufgenommen. In dem Frequenzbereich von 60 Perioden bis zu etwa 700 m Wellenlänge wird kaum eine Änderung der Drehkräfte beobachtet, erst für noch kürzere Wellen tritt eine starke Zunahme der Drehkräfte auf, und zwar nicht in Übereinstimmung mit der Maxwellschen Theorie, die eine Frequenzabhängigkeit nicht kennt. Weiter wird diese Zunahme nur bei fast parallelen Windungsflächen

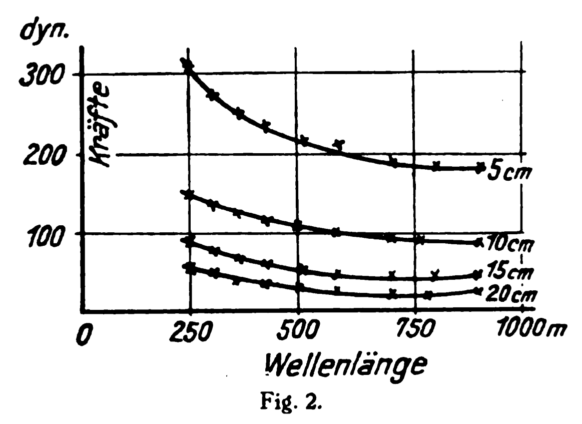


Fig. 2.

beobachtet. Im Winkelbereich von 90 bis 270° zwischen beiden Spulenebenen wird keine Änderung der Drehkräfte mit der Frequenz gefunden. Die Resultate sind bei Benutzung gedämpfter Schwingungen ganz ähnlich wie bei ungedämpften.

Hängt man zwei Spulen parallel auf und beobachtet die zwischen beiden auftretenden Kräfte, so findet man eine Zunahme mit der Frequenz, die in ihrer Größe von dem Spulenabstand abhängt. Die Fig. 2 ist bei ungedämpften Schwingungen, 0,6 Amp. Strom in gleichem Sinne in beiden Spulen und 5, 10, 15 und 20 cm Spulen-Abstand aufgenommen. Bei genauer Messung findet man eine Zunahme der

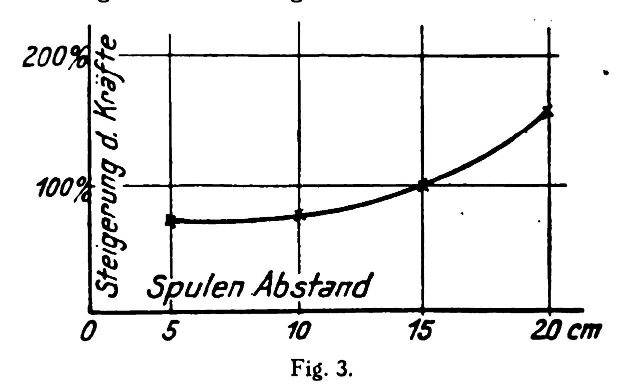


Fig. 3.

Kräfte bei kurzen Wellen und größerem Abstand. Die Fig. 3 zeigt die prozentuale Kräftesteigerung bei 235 m Wellenlänge gegenüber der 908 m-Welle in Abhängigkeit vom Spulenabstand.

Diese beobachteten Abweichungen von der Maxwellschen Theorie führt Verfasser auf Rückwirkungen infolge der Energiestrahlung in Form elektromagnetischer Wellen zurück.

E. Lübcke.

Band 24. Heft 3.

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an Dr. Eugen Nesper, Berlin-Friedenau, Trägerstr. 2[1], zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W. 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Über erzwungene Schwingungen in gekoppelten Elektronenröhrenkreisen.

Von **F. Roßmann** und **J. Zenneck**[1]).

Die grundlegende Arbeit über die Verwendung der Elektronenröhre in Verbindung mit gekoppelten Schwingungskreisen ist wohl die 1918 erschienene theoretische Untersuchung von L. A. Hazeltine[2]). Hazeltine hat darin die verschiedenen möglichen Schaltungen in ein übersichtliches System gebracht und die Unterschiede derselben nicht nur für die Erzeugung von Eigenschwingungen (Sender), sondern auch für erzwungene Schwingungen (Empfänger) ausführlich diskutiert. Über die Eigenschwingungen von gekoppelten Elektronenröhrenkreisen (Zwischenkreis-Röhrensender) sind inzwischen eine große Anzahl von experimentellen und theoretischen Arbeiten veröffentlicht worden.[3]) Die experimentelle Untersuchung der erzwungenen Schwingungen in solchen Kreisen ist der Zweck des folgenden.

Eine solche Untersuchung erschien wünschenswert aus zwei Gründen:

1. Hazeltine setzt auch bei Berechnung der Amplituden zur Vereinfachung der Rechnung eine geradlinige Charakteristik der Röhre voraus.
2. Er berücksichtigt nur den Fall, daß die Rückkopplung unter dem Wert liegt, der zur Entstehung von Eigenschwingungen führt, nicht die Möglichkeit des Empfangs mit Kreisen, die Eigenschwingungen ausführen. Gerade dieser Fall und der Grenzzustand zwischen schwingendem und nichtschwingendem Zustand beansprucht aber besonderes Interesse, weil dabei die spezifische Wirkung der Elektronenröhre am stärksten zum Ausdruck kommt.

[1]) Nach der Freiburger Dissertation von F. Roßmann, eingereicht am 21. Dezember 1923.

[2]) L. A. Hazeltine, Proc. Inst. Radio-Engineers 6, 63—98. 1918.

[3]) Die meisten derselben sind zitiert bei W. Rogowski, Zeitschrift für techn. Physik 3, 136—141. 1922.

§ 1. Die Kopplung von zwei Kreisen durch die Elektronenröhre selbst.

Der eigentlichen Untersuchung vorangestellt sei der Fall, daß zwei abgestimmte Schwingungskreise durch die Elektronenröhre selbst gekoppelt sind, in dem der eine (I Fig. 1) auf den Gitterkreis induziert, der andere (II) im Anodenkreis liegt.

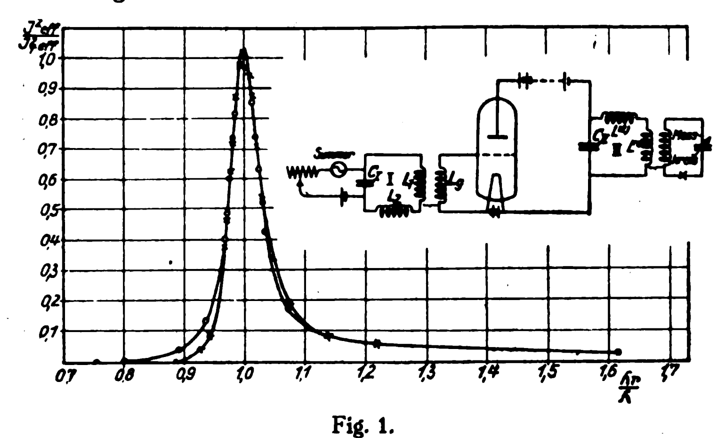


Fig. 1.

Bei Kreisen, die durch ihr magnetisches oder elektrisches Feld miteinander gekoppelt sind (induktive bzw. Selbstinduktions- oder kapazitive Kopplung), ist das Verhältnis bekanntlich so: je stärker die Wirkung des Primärsystems auf das sekundäre ist, um so stärker ist auch die Rückwirkung des Sekundärsystems auf das primäre. Man kann also sagen, daß die Einwirkung der beiden Kreise aufeinander eine durchaus gegenseitige ist.

Bei der vorliegenden Anordnung, bei der die Kopplung durch eine Röhrenanordnung vermittelt wird, induziert der

Primärkreis auf den Gitterkreis, und man erhält im Anodenkreis verstärkte Schwingungen infolge der bekannten Verstärkerwirkung der Röhre: der Einfluß des Primärkreises auf den sekundären ist ein sehr starker. Trotzdem ist die Rückwirkung des Sekundärkreises auf den Primärkreis eine außerordentlich geringe, da die Rückwirkung nur durch den Gitterstrom vermittelt werden kann [4]). Sie verschwindet vollkommen, solange man im Gebiet negativer Gitterspannung arbeitet, aber selbst wenn man in das Gebiet positiver Gitterspannung kommt, bleibt sie sehr gering. Die Einwirkung der zwei Kreise aufeinander ist also eine durchaus einseitige [5]).

Die Versuche, die das illustrieren sollten, wurden in folgender Weise angestellt. Kreis I (Fig. 1)[6]) wurde durch einen Summer zu gedämpften Eigenschwingungen angeregt, und zwar durch L_1 fest mit der Gitterspule L_g (9,4. 10^5 cm) induktiv gekoppelt. Kreis II [6]) war lose gekoppelt mit einem Wellenmesser (Meßkreis), der ein Austinsches Thermoelement und parallel dazu ein empfindliches Spiegelgalvanometer enthielt. Die Kapazität des Wellenmessers wurde variiert und durch gleichzeitige Ablesung von Wellenlänge und Galvanometerausschlag die Resonanzkurve des Kreises aufgenommen.

Der erste Versuch wurde bei einem Heizstrom von 0,57 Amp. und einer Anodenspannung von 227 Volt gemacht. Dabei war der Gitterstrom im Ruhepunkt 0. Die gemessenen Werte sind also Kreise in die Kurve Fig. 1 eingetragen.

Beim zweiten Versuch war der Heizstrom ebenfalls 0,57 Amp., die Anodenspannung aber war nur 46 Volt. Infolge davon floß im Ruhepunkt ein Gitterstrom von etwa 0,5 mA. Die bei diesem Versuche gemessenen Punkte sind in Fig. 1 mit Kreuzen bezeichnet.

Um die bei beiden Versuchen erhaltenen Resonanzkurven vergleichbar zu machen, wurden sie auf die Normalform gebracht, d. h. es wurden als Abszissen das Verhältnis der Frequenz zur Resonanzfrequenz (f/f_r bzw. λ_r/λ), als Ordinaten das Verhältnis des Stromeffekts zu demjenigen bei Resonanz ($J^2_{eff}/J^2_{r\ eff}$) aufgetragen. Die Kurven zeigen in beiden Fällen völlige Einwelligkeit des Systems. Der zweite Versuch ergab gegenüber dem ersten keine merkbare Verbreiterung der Resonanzkurven und damit keine merkbare Rückwirkung durch den Gitterstrom. Die Anordnung gestattet also den Vorteil festgekoppelter Systeme, starke Energieübertragung vom Primär- auf das Sekundärsystem und denjenigen extrem lose gekoppelter Systeme (verschwindende Rückwirkung und damit Einwelligkeit) gleichzeitig auszunützen.

§ 2. Einfacher Kreis mit Rückkopplung.

Um zuerst die Wirkung der Rückkopplung bei einem möglichst einfachen Fall zu untersuchen, wurden die erzwungenen Schwingungen in einem einfachen Kreis mit Rückkopplung beobachtet.

Die Anordnung war folgende. Ein Elektronenröhrengenerator (Fig. 2) (Sender) von variabler Frequenz induzierte mit Hilfe eines aperiodischen Zwischenkreises in extrem loser Kopplung auf einen Schwingungskreis (Empfänger), der durch eine Elektronenröhre rückgekoppelt war. Der Strom in diesem Kreis wurde abgelesen und in seiner Abhängigkeit von der Frequenz des Senders durch eine Resonanzkurve dargestellt.

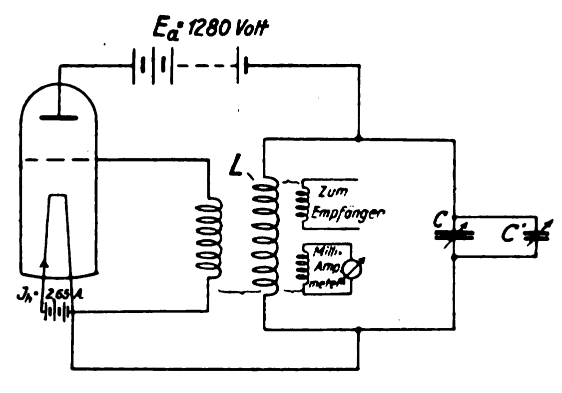


Fig. 2.

Die Schaltung des Senders ist aus Fig. 2 ersichtlich. Die Röhre war Type RS 5 von Telefunken, betrieben mit einem Heizstrom von 2,65 Amp. und einer Anodenspannung von 1280 Volt. Das zur Strommessung benutzte Milliamperemeter war ein Hitzdrahtinstrument von Hartmann & Braun. Die Induktivität L des Schwingungskreises war 3,18 . 10^6 cm. Die Kapazität bestand aus einem Drehkondensator C mit Ölfüllung und maximal etwa $7 . 10^{-3}\ \mu F$ Kapazität. Der zur Feinregulierung parallel geschaltete Luftdrehkondensator C' hatte eine Maximalkapazität von $0,8 . 10^{-3}\ \mu F$. In dem Empfangskreis (Fig. 3) war die Kapazität $C = 2,04 . 10^{-3}\ \mu F$ (Luftkondensator), die gesamte Induktivität $= 3,26 \cdot 10^6$ cm, so daß die Eigenfrequenz $= 6,17 . 10^4$/sek., die Eigenwellenlänge = etwa 4860 m wurde. Die auch bei den folgenden Versuchen verwandte Röhre war Type RS 8 von Telefunken. Zur Messung des Stroms im Empfangskreis diente ein mit demselben gekoppelter Indikatorkreis (vgl. Fig. 3), der ein Austinsches Thermoelement mit Spiegelgalvanometer enthielt. Die in dem Indikatorkreis abgelesenen Werte wurden auf dieselbe Angabe des Strommessers im Sender redu-

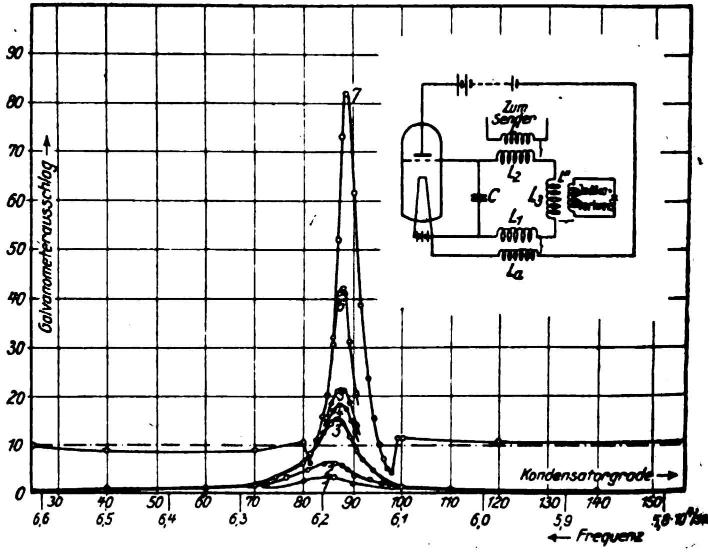


Fig. 3.

---

[4]) wenn von der Wirkung der Kapazität Anode—Gitter abgesehen werden darf. Wie die Verhältnisse werden, wenn diese Wirkung zur Geltung kommt, ist von H. Rukop und J. Hausser-Ganswindt, Telefunkenzeitung Januar 1922, S. 34 ausführlich untersucht worden.

[5]) Die erste Bemerkung darüber und die erste Anwendung zu Meßzwecken findet sich, soweit uns bekannt ist, bei E. H. Armstrong, Proc. Inst. Radio-Eng. 5, 147. 1917. Seitdem ist diese Methode für die verschiedensten Zwecke angewandt worden.

[6]) Die verwendete Elektronenröhre war eine Verstärkerröhre, Type E. V. E. 173, die uns die Firma Telefunken freundlichst zur Verfügung gestellt hat. Die Kreise I und II besaßen eine Wellenlänge von etwa 5600 m. Die Dimensionen der Kreise waren $C_I = 2,19 \cdot 10^{-3}\ \mu F$, $C_{II} = 1,64 \cdot 10^{-3}\ \mu F$, $L_1 = 3,18 \cdot 10^6$, $L_g = 8,55 \cdot 10^5$, $L^{(1)} = 1,38 \cdot 10^6$, $L^{(2)} = 3,98 \cdot 10^6$ cm.

ziert [7]). Die reduzierten Werte bilden die Ordinaten der Resonanzkurven in Fig. 3, als Abszissen sind die Skalenteile des kleinen Kondensators C' im Sender (Fig. 2) aufgetragen. Unter ihnen sind in Fig. 3 auch noch die Werte der Senderfrequenz eingezeichnet.

Zuerst wurde die Resonanzkurve aufgenommen, die sich ergab, wenn man die Wirkung der Röhre und damit auch der Rückkopplung im Empfänger ausschaltete, ohne im übrigen an dem Empfangssystem etwas wesentliches zu ändern. Zu dem Zweck wurde der in Fig. 3 nicht gezeichnete Regulierwiderstand in der Heizleitung so hoch eingestellt, daß der Glühfaden nicht merklich zum Glühen kam. Es ergab sich als Kurve die in Fig. 3 stark ausgezogene normale Resonanzkurve 3. Wurde die Röhre und damit die Rückkopplung in Betrieb gesetzt, so ergaben sich bei normalem Sinn der Rückkopplung [8]) die Kurven 4, 5 und 6. Kurve 4 erhielt man bei einem Heizstrom von 1,35 Amp., einer Anodenspannung von 400 Volt und loser Rückkopplung, Kurve 5 bei demselben Röhrenbetrieb aber so fester Rückkopplung, daß der Empfänger eben noch keine Eigenschwingungen gab, Kurve 6 bei eben demselben Grenzzustand vor dem Entstehen der Eigenschwingungen, aber bei einem Röhrenbetrieb von höherer Energie, einem Heizstrom von 1,45 Amp. und einer Anodenspannung von 750 Volt. Alle Kurven haben die normale Form von Resonanzkurven; sie zeigen nur im Vergleich zu Kurve 3 die bekannte Erscheinung der Dekrementverminderung durch die Rückkopplung, und zwar in um so höherem Maße, je höher die Energiezufuhr durch die Röhre ist.

Wurde mit verkehrter [8]) Rückkopplung gearbeitet, so ergab sich bei einem Heizstrom von 1,35 Amp. und einer Anodenspannung von 400 Volt für lose Rückkopplung die Resonanzkurve 2, für festere die Kurve 1 von Fig. 3. Die Vermehrung des Dekrements, die durch die verkehrte Rückkopplung hervorgerufen wird, führt zu einer Erniedrigung des Maximums im Resonanzpunkt, aber nicht zu einem Verschwinden desselben: die Reaktanz des Kreises bei der Resonanzfrequenz bleibt nach wie vor = 0.

Die Kurve 7 von Fig. 3 wurde bei einem Heizstrom von 1,45 Amp., einer Anodenspannung von 750 Volt und so fester Rückkopplung aufgenommen, daß der Kreis zu Eigenschwingungen kam, die im Indikatorkreis einen Strom hervorriefen, dessen Stärke durch die Ordinate der strichpunktierten Linie dargestellt ist. In der Nähe des Resonanzpunktes, ungefähr zwischen den Frequenzen 6,1 und 6,23 . 10^4/sek. zeigt sich die schon von H. G. Möller [9]) am Schwingaudion beobachtete Erscheinung. An beiden Grenzen dieses Bereichs erleidet der Strom im Empfänger plötzlich einen Rückgang, bevor er zum Maximum im Resonanzpunkt ansteigt. In dem bezeichneten Bereich („Mitnahmebereich") sind, wie die Untersuchung mit einem aperiorischen Detektorkreis ergab, keine Schwebungen zwischen Sender und Empfänger vorhanden. Die vom Sender erzwungenen Schwingungen drücken also den Eigenschwingungen des Empfängers ihre Frequenz auf.

[7]) Nicht berücksichtigt bei dieser Reduktion ist die Tatsache, daß die Angaben sowohl im Indikatorkreis des Senders als in demjenigen des Empfängers, ebenso die EMK, die bei demselben Senderstrom im Empfänger induziert wird, von der Frequenz abhängen. Eine Berücksichtigung dieser Frequenzabhängigkeit würde nur unnötige Rechenarbeit verursacht haben, ohne die Form der Resonanzkurven merklich zu ändern.

[8]) Damit ist diejenige Rückkopplung gemeint, die bei genügender Festigkeit imstande ist, Eigenschwingungen zu erzeugen. Der umgekehrte Sinn der Rückkopplung ist im folgenden als verkehrte Rückkopplung bezeichnet.

[9]) H. G. Möller, „Über störungsfreien Gleichstromempfang mit dem Schwingaudion". Dieses Jahrbuch 17, 256—287, 1920.

§ 3. Gekoppelte Kreise mit primärer Rückkopplung.

Die Schaltung (Fig. 4) ist dadurch charakterisiert, daß der Primärkreis (I) des gekoppelten Systems mit der Röhre rückgekoppelt ist, während für den Sekundärkreis (II) nur eine Kopplung mit dem Primärkreis, nicht aber mit einem der Röhrenkreise besteht.

Bei Aufnahme der Resonanzkurven wurde in derselben Weise verfahren und derselbe Sender benutzt, wie in § 2. Die beiden Kreise I und II des Empfängers waren aufeinander abgestimmt (Wellenlänge etwa 4860 m) [10]). Kreis I lag im Gitterkreis und war mit dem Anodenkreis rückgekoppelt. Es änderte sich nichts wesentliches, wenn Kreis I in den Anodenkreis gelegt und mit dem Gitterkreis gekoppelt wurde. Der Sender wirkte auf Kreis I, auf den Indikatorkreis induzierte Kreis II; im übrigen war es gleichgültig, auf welchen Kreis der Sender wirkte bzw. mit welchem der Indikatorkreis gekoppelt war.

Von den in Fig. 4 wiedergegebenen Resonanzkurven ist Kurve 3 die Resonanzkurve der beiden Systeme ohne wirk-

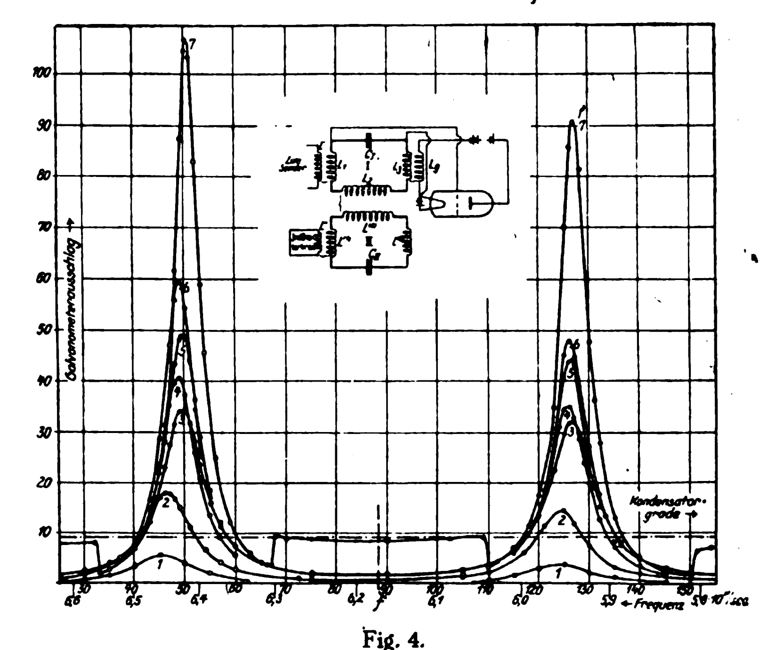


Fig. 4.

same Rückkopplung (bei ungeheizter Röhre). Die Kurven 4, 5 und 6 entsprechen allmählich gesteigerter normaler Rückkopplung und Energiezufuhr durch die Röhre: bei Kurve 4 war der Heizstrom J_h = 1,35 Amp., die Anodenspannung E_a = 400 Volt und die Rückkopplung verhältnismäßig lose. Bei Kurve 5 waren die Betriebsverhältnisse der Röhre ebenso, aber die Rückkopplung so fest, daß eben noch keine Eigenschwingungen entstanden („Grenzrückkopplung"). Bei Kurve 6 war J_h = 1,45 Amp., E_a = 750 Volt und die Rückkopplung ebenfalls an der Grenze, an der eben noch keine Eigenschwingungen auftraten. Bei Kurve 1 und 2 war die Rückkopplung verkehrt, J_h = 1,35 Amp., E_a = 400 Volt; Kurve 2 entspricht loserer, Kurve 1 festerer Rückkopplung.

Wurde die Rückkopplung bei J_h = 1,45 Amp. und E_a = 750 Volt bis zum Entstehen von Eigenschwingungen gesteigert, so ergab sich als Resonanzkurve Kurve 7. Sie zeigt an den beiden Resonanzstellen, die durch die zwei Kopplungsschwingungen bedingt sind, genau dieselben Eigenschaften, wie sie an der einen Resonanzstelle des einfachen Kreises in § 2 besprochen wurden.

[10]) Für Kreis I war die Kapazität $2{,}04 \cdot 10^{-3}\,\mu F$, die Induktivität $3{,}26 \cdot 10^6$ cm; für Kreis II die Kapazität $1{,}37 \cdot 10^{-3}\,\mu F$, die Induktivität $4{,}87 \cdot 10^6$ cm; der Kopplungskoeffizient zwischen beiden Kreisen war 0,078.

Zusammenfassend kann man sagen, daß bei gekoppelten Systemen mit primärer Rückkopplung sich an beiden Resonanzstellen diejenigen Erscheinungen wiederholen, die man an der einen Resonanzstelle eines einfachen Systems beobachtet. Die Rückkopplung beeinflußt die Verhältnisse bei beiden Kopplungsfrequenzen in genau derselben Weise, gleichgültig, ob sie verkehrt oder normal und im letzteren Falle, ob sie bis zur Entstehung von Eigenschwingungen getrieben ist oder nicht.

§ 4. Gekoppelte Kreise mit sekundärer Rückkopplung.

Das Kennzeichen dieser Schaltung (Fig. 5) ist, daß von den beiden gekoppelten Kreisen der Primärkreis mit dem Gitterkreis, der sekundäre mit dem Anodenkreis gekoppelt ist oder umgekehrt.

Diese Schaltung, die als Generator immer nur eine der beiden Kopplungsschwingungen liefert, hat als Empfänger

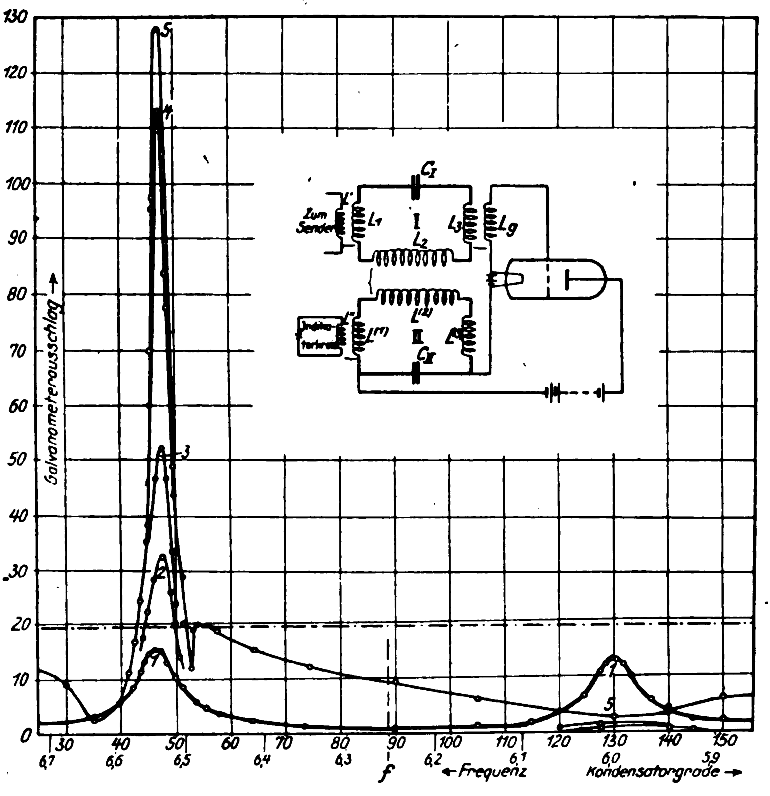


Fig. 5.

die Eigenschaft, daß sie bei einem bestimmten Sinn der Rückkopplung erzwungene Schwingungen, deren Frequenz oberhalb der Eigenfrequenz der ungekoppelten Kreise liegt, verstärkt, solche, die darunter liegen, schwächt. Da von den Kopplungsfrequenzen die eine höher, die andere niederer ist, als die Eigenfrequenz der ungekoppelten Kreise, so hat die Rückkopplung zur Folge, daß in einem Resonanzpunkt eine Verstärkung, im anderen eine Schwächung eintritt. Der Grund dafür ist der, daß bei der einen Kopplungsfrequenz die Ströme in beiden Kreisen annähernd gleichphasig, bei der anderen um annähernd 180° in der Phase verschoben sind. Ist also der Sinn der Rückkopplung in einem Resonanzpunkt normal, so muß er im anderen verkehrt sein [11]).

Es ist demnach zu erwarten, daß die Verhältnisse in der Nähe des einen Resonanzpunktes ähnlich werden wie beim einfachen Kreis (§ 2) in normaler Rückkopplung, in der Nähe des anderen Resonanzpunktes wie beim einfachen Kreis in verkehrter Rückkopplung.

[11]) Hazeltine l. c. S. 83 ff.

Dem entsprechen die aufgenommenen Resonanzkurven der Fig. 5, 6 und 7. Bei Aufnahme dieser Kurven war der Kopplungssinn stets so, daß die Schwingungen bei der höheren Kopplungsfrequenz eine Verstärkung, bei der niederen eine Schwächung erfuhren. Das Verhältnis dreht sich um, wenn der Sinn irgend einer der Kopplungen umgekehrt wird.

In Fig. 5 ist die stark ausgezogene Kurve 1 die normale Resonanzkurve der Kreise [12]) bei ausgeschalteter Rückkopplung (Schaltung wie in Fig. 5, aber Röhre ungeheizt). Bei den übrigen Kurven war die Röhre geheizt, und die Rückkopplung trat in Wirkung. Sie ist bei der Kurve 2 noch verhältnismäßig schwach, da der Heizstrom nur 1,35 Amp., die Anodenspannung 400 Volt betrug und die Rückkopplung verhältnismäßig lose war. Infolge davon zeigt die Kurve bei der höheren Kopplungsfrequenz eine mäßige Dekrementsverminderung, bei der niedrigeren eine Dekrementsvermehrung, die aber nicht ausreicht, um das dort durch das Verschwinden der Reaktanz bedingte Maximum zu unter-

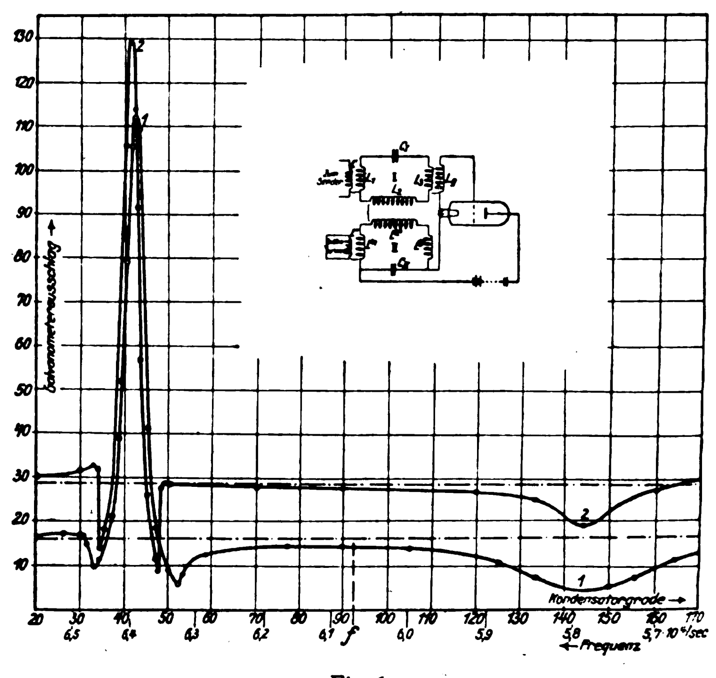


Fig. 6.

drücken. Auch bei der Kurve 3 ist dieses Maximum noch eben vorhanden, die Dekrementsverminderung bei der höheren Kopplungsfrequenz aber viel höher, da bei Aufnahme dieser Kurve die Rückkopplung so fest gemacht war, daß eben keine Eigenschwingungen des Systems auftraten. Bei Kurve 4 wurde derselbe Grenzzustand eingestellt, aber die Röhre mit höherer Energie betrieben (J_h = 1,45 Amp., E_a = 750 Volt). Das hohe Maximum bei der höheren Kopplungsfrequenz zeigte eine sehr starke Verminderung des Dekrements an, bei der niederen Kopplungsfrequenz ist die Vermehrung des Dekrements so kräftig, daß die Wirkung des Nullwerdens der Reaktanz aufgehoben und das Maximum zum Verschwinden gebracht wird. Wird bei denselben Betriebsbedingungen die Rückkopplung bis zum Entstehen der Eigenschwingung gesteigert (Kurve 5), so werden die Verhältnisse in der Nähe der höheren Kopplungsfrequenz

[12]) Die Abmessungen der aufeinander abgestimmten Kreise von der Frequenz $6{,}25 \cdot 10^4$/sek. (λ = 4800 m) waren folgende: In Kreis I: Kapazität $1{,}98 \cdot 10^{-3}\,\mu F$, Induktivität = $3{,}26 \cdot 10^6$ cm. In Kreis II: Kapazität $1{,}33 \cdot 10^{-3}\,\mu F$, Induktivität = $4{,}87 \cdot 10^6$ cm. Kopplungskoeffizient = 0,087.



ganz so, wie bei einem einfachen Kreis mit Eigenschwingungen (Kurve 7 von Fig. 3). An der anderen Resonanzstelle tritt aber eine Neuerscheinung auf, die sich beim einfachen Kreis nicht findet. Es wird der Strom unter den Wert, den er ohne Wirkung des Senders infolge seiner Eigenschwingung besitzt, und dessen Stärke in der Figur durch die strichpunktierte Gerade markiert ist, herabgedrückt, und zwar um so mehr, je näher die Senderfrequenz der zweiten Resonanzstelle liegt. Die Untersuchung mit aperiorischem Detektorkreis und Telephon ergab, daß in dem ganzen Depressionsgebiet ein Schwebungston vorhanden ist, — die Eigenschwingungen werden also hier vom Sender nicht mitgenommen —, und daß an der Stelle des Stromminimums auch ein Tonminimum der Schwebungen liegt.

Noch klarer treten die soeben beschriebenen Verhältnisse hervor, wenn man im Empfangssystem die Röhre mit geringerer Energie betreibt, dafür aber die Rückkopplung fester macht, als dies bei Kurve 5 von Fig. 5 der Fall war. Das ist bei Aufnahme der Kurven 1 und 2 von Fig. 6 geschehen (J_h = 1,35 Amp.; E_a = 600 Volt, Rückkopplung bei Kurve 1 weniger fest als bei Kurve 2)[13]). Das ausgesprochene Stromminimum, das in diesem Fall bei der niederen Kopplungsfrequenz eintritt, bedeutet, daß die Wirkung des Verschwindens der Reaktanz in diesem Resonanzpunkt weit mehr als kompensiert wird durch die spezifischen Eigenschaften dieser Schaltung.

Von besonderem Interesse war die Frage, wie sich die Verhältnisse gestalten würden bei loser Kopplung zwischen

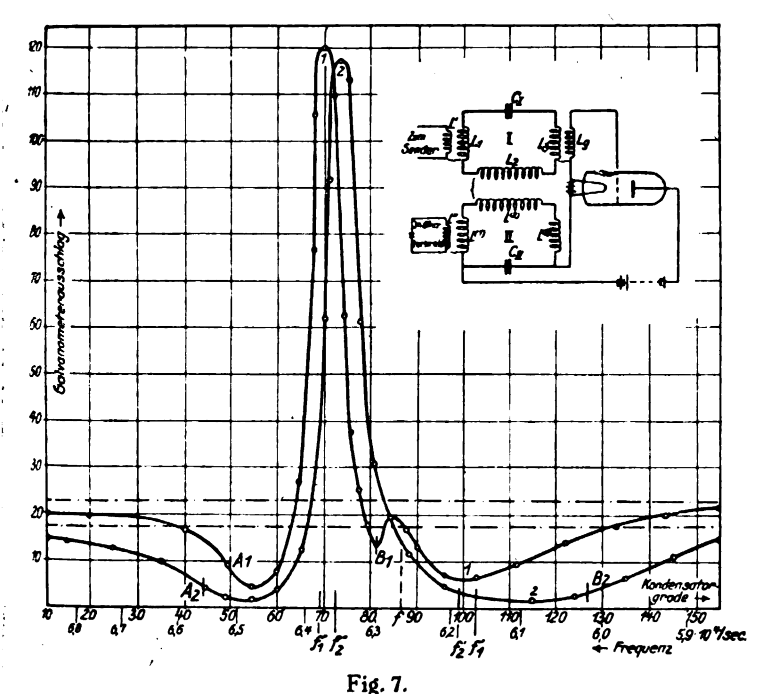


Fig. 7.

den beiden Schwingungskreisen I und II, wenn also die Kopplungsfrequenzen sehr nahe beieinander liegen. Diese Frage sollte durch die Kurven von Fig. 7 geklärt werden, bei deren Aufnahme die Rückkopplung der beiden Kreise so fest gemacht war, daß Eigenschwingungen entstanden [14]).

Die Kurve 1 bezieht sich auf den größeren Kopplungskoeffizienten von 0,034 (Kopplungsfrequenzen $f_1' = 6{,}16 \cdot 10^4$/sek., $f_1'' = 6{,}38 \cdot 10/^4$ sek). Sie besitzt im großen und ganzen noch durchaus den Charakter der Kurven von Fig. 6 und der Kurve 5 von Fig. 5. Das Maximum bei der höheren Kopplungsfrequenz liegt zwischen zwei Stromeinsenkungen, die die Grenzen des Mitnahmebereichs $A_1 B_1$ enthalten. Das Minimum bei der niederen Kopplungsfrequenz ist von diesen Einsenkungen noch deutlich unterschieden. Eine Mitnahme der Frequenz in diesem Depressionsgebiet findet, wie die Untersuchung mit aperiorischem Detektorkreis und Telephon ergab, nicht statt.

Anders aber werden die Verhältnisse unter den Bedingungen von Kurve 2, bei der eine losere Kopplung, und zwar der Kopplungskoeffizient 0,027 gewählt wurde. (Kopplungsfrequenzen $f_2' = 6{,}18 \cdot 10^4$/sek., $f_2'' = 6{,}35 \cdot 10^4$/sek.). Bei ihr ist die rechts vom Maximum liegende Einsenkung mit dem Depressionsgebiet, das der niederen Kopplungsfrequenz entspricht, zu einer tiefen und breiten Einbuchtung verschmolzen. Der Mitnahmebereich dehnt sich in diesem Fall über das rechte Minimum hinaus bis etwa zum Punkte B_2 aus. In dem ganzen Depressionsgebiet ist also der Strom sehr stark herabgedrückt, und er besitzt tatsächlich die Senderfrequenz.

Dieser interessanteste Fall läßt sich in folgender Weise praktisch verwerten. — Es sei außer dem Sender, dessen Zeichen aufgenommen werden sollen, ein zweiter störender Sender vorhanden, dessen Frequenz nur sehr wenig von derjenigen des ersten Senders verschieden ist. Dann kann die Wirkung dieses störenden Senders stark herabgedrückt werden, wenn man das Empfangssystem so einrichtet, daß die Frequenz des aufzunehmenden Senders zusammenfällt mit derjenigen Kopplungsfrequenz, für welche die Rückkopplung Verstärkung ergibt (in Fig. 7 die höhere Kopplungsfrequenz), die Frequenz des störenden Senders aber in das eben besprochene Depressionsgebiet zu liegen kommt. Wegen der Breite dieses Depressionsgebietes ist diese Methode auch noch anwendbar, wenn der störende Sender mit Schnellbetrieb oder Telephonie arbeitet und infolge davon ein ziemlich breites Band von Frequenzen deckt. Die Methode wird auch zur Schwächung atmosphärischer Störungen dienen können, wenn man die Empfangsantenne etwas gegen die Frequenz des aufzunehmenden Senders verstimmt und dafür sorgt, daß die Eigenfrequenz der Antenne in das Depressionsgebiet fällt, während die durch die Rückkopplung verstärkte Kopplungsfrequenz gleich der Senderfrequenz gemacht wird.

Herr H a z e l t i n e [15]) hat die Erwartung ausgesprochen, daß auch in dem von ihm behandelten Fall (gekoppelter Empfänger mit Rückkopplung aber o h n e Eigenschwingungen) der gekoppelte Empfänger mit sekundärer Rückkopplung in der besprochenen Weise ausgenutzt werden könne. Nach unserer Erfahrung ist aber zur Erreichung des angegebenen Zwecks durchaus notwendig, daß die Rückkopplung bis zur Entstehung von Eigenschwingungen getrieben wird. Sonst erreicht man höchstens, daß das Maximum (vgl. Fig. 5, Kurven 2, 3, 4), das sonst infolge des Nullwerdens der Reaktanz auftritt, zum Verschwinden gebracht wird. (Bei den Kurven 2 und 3 von Fig. 5 ist das nicht einmal gelungen; dort war das Maximum bei der niederen Kopplungsfrequenz nachweisbar, solange die Rückkopplung unter dem für die Entstehung von Eigenschwingungen nötigen Wert blieb). Man würde damit aber nicht mehr erzielen, als ein einfacher Kreis (Fig. 3) mit seinem e i n e n Resonanzpunkt leistet.

[13]) Die Dimensionen der beiden abgestimmten Kreise waren: Kreis I: Kapazität $2{,}11 \cdot 10^{-3}\,\mu F$, Induktivität $3{,}26 \cdot 10^6$ cm. Kreis: II Kapazität $1{,}41 \cdot 10^{-3}\,\mu F$, Induktivität = $4{,}87 \cdot 10^6$ cm. Kopplungskoeffizient 0,103.

[14]) Die Abmessungen der Kreise waren:
Kreis I: Kapazität $1{,}98 \cdot 10^{-3}\,\mu F$, Induktivität $3{,}26 \cdot 10^6$ cm.
Kreis II: „ $1{,}32 \cdot 10^{-3}$ „ „ $4{,}87 \cdot 10^6$ „
Betrieb der Röhre: J_h = 1,45 Amp., E_a = 750 Volt.

[15]) l. c. S. 84.

§ 5. Die Hazeltine-Schaltung.

Herr Hazeltine hat noch eine weitere Schaltung angegeben, die nach der Theorie in mancher Beziehung andere Eigenschaften besitzt als die bisher besprochene sekundäre Rückkopplung. Das wesentliche Merkmal dieser

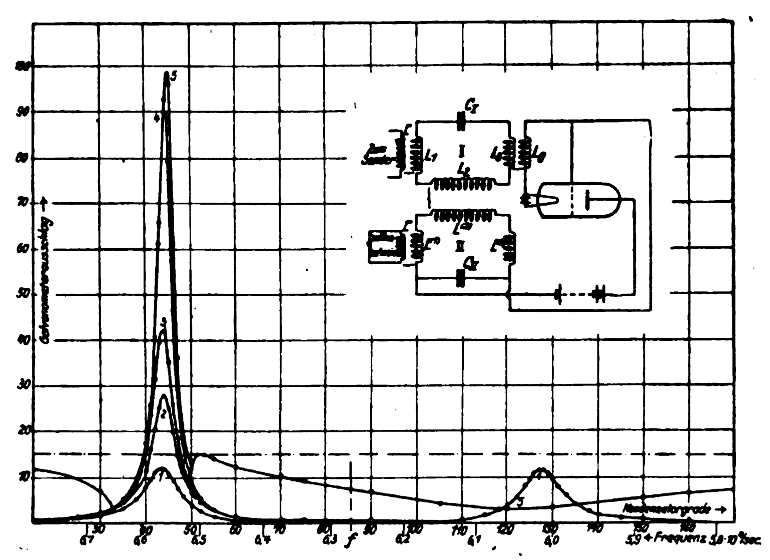


Fig. 8.

Schaltung ist, daß der Primärkreis I im Gitterkreis liegt oder mit diesem gekoppelt ist (Fig. 8) und daß der Sekundärkreis II zwischen Anode und Gitter eingeschaltet ist.

Wir haben mit dieser Schaltung die Resonanzkurven von Fig. 8 aufgenommen und zwar

Kurve 1 bei ungeheiztem Glühfaden der Röhre
„ 2 „ $J_h = 1{,}35$ Amp. $E_a = 400$ Volt, und loser Rückkopplung,
„ 3 „ $J_h = 1{,}35$ „ $E_a = 400$ Volt und Grenzrückkopplung,
„ 4 „ $J_h = 1{,}45$ „ $E_a = 750$ Volt und Grenzrückkopplung,
„ 5 „ $J_h = 1{,}45$ „ $E_a = 750$ Volt und so fester Rückkopplung, daß das System Eigenschwingungen ausführt[16]).

Wie die Kurven zeigen, unterscheidet sich diese Schaltung unter den Bedingungen, unter denen wir sie benutzt haben, nicht wesentlich von der gewöhnlichen Schaltung mit sekundärer Rückkopplung (vgl. Fig. 5—7). Der einzige Unterschied ist der, daß hier schon bei verhältnismäßig schwachem Betrieb der Röhre (Kurven 2 und 3) die schwächende Wirkung der Rückkopplung bei der niederen Kopplungsfrequenz ausreicht, um jede Andeutung eines Maximums bei dieser Kopplungsfrequenz zum Verschwinden zu bringen: Die Kurven 2, 3 und erst recht 4 haben nur je ein Maximum bei der höheren Kopplungsfrequenz ($6{,}56 \cdot 10^4$/sek.), dagegen keines bei der niederen ($6{,}02 \cdot 10^4$/sek.).

§ 6. Der Einfluß des Ruhepunkts auf der Charakteristik der Empfangsröhre.

Die Frage, in welcher Weise die Verhältnisse durch die Wahl des Ruhepunktes auf der Charakteristik der Röhre beeinflußt werden, wurde der Einfachheit halber an dem einfachen Kreis von § 2 untersucht. Man sieht aus den Resultaten und dem in den früheren Paragraphen Ausgeführten ohne weiteres, was für gekoppelte Kreise zu erwarten ist.

Die Schaltung zeigt Fig. 9. Der Schwingungskreis hatte eine Kapazität von $1{,}97 \cdot 10^{-3}\,\mu F$ und eine Induktivität von $3{,}26 \cdot 10^6$ cm. Es wurde in allen Fällen mit einem Heizstrom $J_h = 1{,}5$ Amp. gearbeitet. Die Anodenspannung war aber bei der Kurve 1 400 Volt, bei der Kurve 2 600 Volt und bei der Kurve 3 1000 Volt. Die drei Kennlinien der Röhre für diese Anodenspannungen wurden aufgenommen und sind in Fig. 9 rechts eingezeichnet. Der Ruhepunkt (Gitterspannung 0) liegt bei der 400 Volt-Kurve in der unteren Krümmung, wo die Kennlinie beginnt sich an die Abszissenachse anzuschmiegen, bei der 600 Volt-Kurve etwas höher

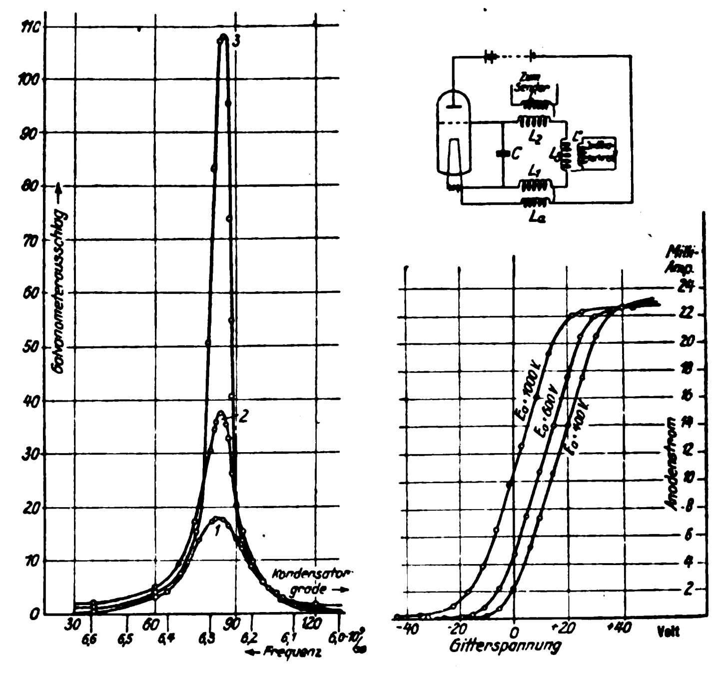


Fig. 9.

an der Grenze zwischen gekrümmtem und geradlinigem Teil, bei der 1000 Volt-Kurve endlich nahezu in der Mitte des geradlinigen Teiles.

Die Resonanzkurven fallen in ihrem unteren Teile nahezu zusammen. In den oberen Teilen aber sind sie außerordentlich stark voneinander verschieden, obwohl die Rückkopplung bei allen drei Kurven nahezu dieselbe und zwar so gewählt war, daß der Kreis gerade noch nicht zu Eigenschwingungen kam. Der Grund ist — ganz ähnlich wie bei der Abhängigkeit der Verstärkerwirkung der Röhre von dem Ruhepunkt — der, daß nur bei der Kurve 3 für $E_a = 1000$ Volt, wo der ganze Vorgang sich auf dem geradlinigen Teil der Charakteristik abspielt, die Wirkung der Rückkopplung sich voll ausbilden kann, während bei den anderen Kurven infolge der ungünstigen Lage des Ruhepunkts die Wirkung der Rückkopplung stark begrenzt ist.

Man wird daraus den Schluß ziehen müssen, daß die in den vorhergehenden Paragraphen beschriebenen Eigenschaften der verschiedenen Schaltungen sich nur voll ausnutzen lassen, wenn man den Röhrentyp und den Röhrenbetrieb so wählt, daß die entstehenden Schwingungen den merklich geradlinigen Teil der Kennlinie nicht überschreiten.

München, Physikalisches Institut der technischen Hochschule.
März 1924.

[16]) Die Dimensionen der auf einander abgestimmten Kreise mit der Eigenfrequenz $f = 6{,}27 \cdot 10^4$/sek. waren dieselben, wie bei Aufnahme der Kurven von Fig. 7 (vgl. Fußnote 14). Der Kopplungskoeffizient war 0,088.

Der Einfluß einer leitenden Verbindung von zwei gekoppelten Kreisen.

Von **F. Roßmann** und **J. Zenneck**[1]).

Bei Elektronenröhrensystemen wird häufig je ein Punkt der verschiedenen Kreise an die Glühkathode gelegt und damit eine leitende Verbindung zwischen diesen Punkten hergestellt. Das ist z. B. der Fall, wenn man bei der sekundären Rückkopplung von Fig. 1 den Punkt *a* des Kreises I mit der Kathode *K* und damit auch mit dem Punkt *b* des Kreises II verbindet. Da wir bei Versuchen über die erzwungenen Schwingungen von gekoppelten Elektronenröhrenkreisen die Erfahrung machten, daß eine solche Verbindung unter Umständen die Verhältnisse wesentlich ändert, so haben wir im folgenden den Einfluß einer leitenden Verbindung bei gekoppelten Kreisen überhaupt untersucht [2]).

Wir geben im folgenden die Resultate wieder für einen besonders einfachen Fall. Er bestand aus zwei vollkommen

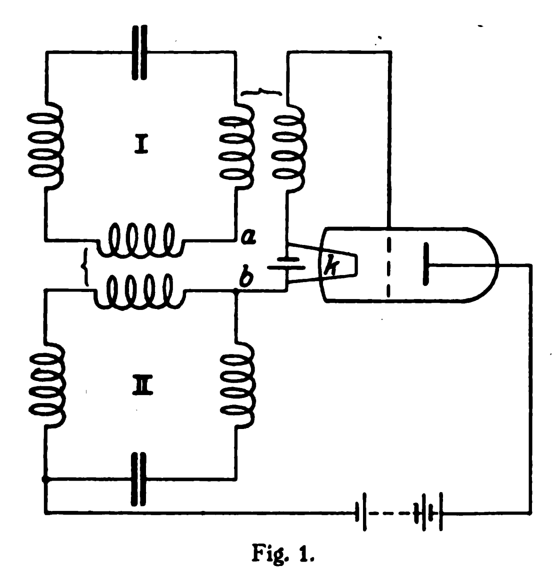


Fig. 1.

identischen und damit aufeinander abgestimmten Kreisen [3]), die fest miteinander gekoppelt waren (Schaltung von Fig. 2).

Von diesen Kreisen wurden ohne und mit Verbindung verschiedener Punkte derselben die Resonanzkurven aufgenommen, indem ein Röhrengenerator von veränderlicher Frequenz aber konstanter Amplitude in extrem loser Kopplung auf den Kreis II induzierte und der Strom in diesem Kreis mit einem angekoppelten Indikatorkreis und A u s t i n - schen Thermoelement gemessen wurde. Die Ausschläge eines mit dem Thermoelement verbundenen Spiegelgalvanometers sind in den Resonanzkurven als Ordinaten, die Skalenteile des variablen Kondensators im Röhrengenerator — darunter die Frequenzen desselben — als Abszissen aufgetragen.

Die erhaltenen Resonanzkurven sind in Fig. 2 reproduziert. Die Kurve 1 wurde erhalten, wenn die beiden Kreise keine leitende Verbindung hatten; sie zeigt die normale Form mit zwei gleich hohen Maximis bei den beiden Kopplungsfrequenzen. Kurve 2 ergab sich, wenn die Punkte *bb'* oder *dd'* miteinander verbunden wurden; der Einfluß dieser Verbindung ist gering, die Kurve besitzt zwei etwa gleich hohe Maxima, die sich von denjenigen der Kurve 1 nur

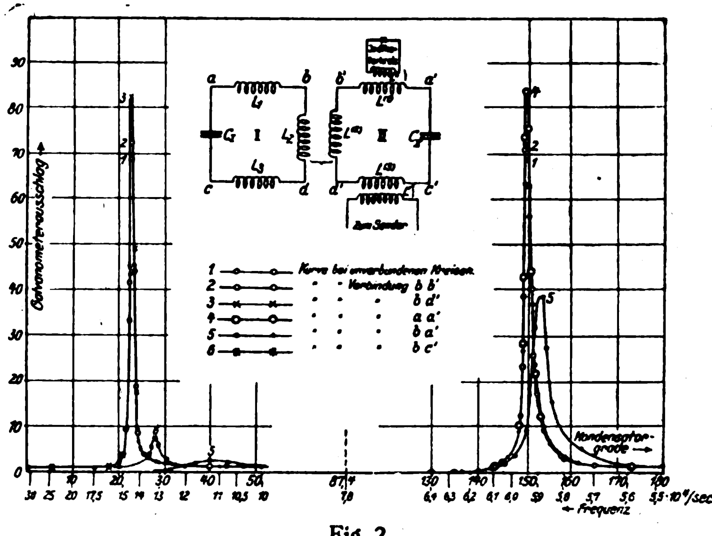


Fig. 2.

wenig unterscheiden. Die Kurve 3 entspricht einer leitenden Verbindung *bd'* oder *db'* oder *ac'* oder *ca'*; sie hat nur e i n Maximum bei der höheren Kopplungsfrequenz (14,5 . 10⁴/sek.); das andere fehlt vollkommen. Die Kurve 4, die sich bei einer leitenden Verbindung der Punkte *aa'* oder *cc'* ergab, hat dagegen nur e i n Maximum bei der niederen Kopplungsfrequenz (5,96 . 10⁴/sek.) und keines bei der höheren. Kurve 5, die den Einfluß der Verbindungen *ba'* oder *dc'* oder *ab'* oder *cd'* zeigt, hat verschobene Scheitel: einen kleinen unscharfen in der Nähe der höheren Kopplungsfrequenz, einen höheren schärferen in der Nähe der niedrigeren. Kurve 6 endlich (Verbindung *bc'* oder *da'* oder *cb'* oder *ad'*) besitzt nur e i n niedriges aber spitzes Maximum in der Nähe der höheren Kopplungsfrequenz.

Die Kurven zeigen, daß eine solche Verbindung der beiden Kreise unter Umständen einen starken Einfluß auf die Resonanzkurven und — da diese immer ein Abbild der Eigenschwingung geben — auch auf die Eigenschwingungen der Kreise ausübt.

Der Grund dafür ist — ganz allgemein gesprochen — in der wechselseitigen Kapazität der beiden Kopplungsspulen L_2 und $L^{(2)}$ zu suchen. Sie war absichtlich besonders groß gemacht worden, indem die beiden Spulen so auf einen gemeinsamen Kern gewickelt wurden, daß je eine Windung der einen mit je einer Windung der anderen abwechselte.

Für qualitative Überlegungen kann man sich diese wechselseitige Kapazität ersetzen durch einen Kondensator C[4]), der zwischen die beiden Spulen eingeschaltet ist.

---

1) Nach einem Abschnitt der Freiburger Dissertation von F. Roßmann.

2) Über die Verwendung einer leitenden Verbindung von zwei Kreisen zum Zweck der Entkopplung vgl. N. von Korshenewsky und M. Wien, dieses Jahrbuch 19, 356—382, 1922.

3) Die Kapazitäten der beiden Kreise waren je = 5,08 × 10^{-3} μF, die Induktivitäten = 8,2 × 10^6 cm, die Eigenfrequenzen = 7,8 × 10^4/sek. (λ = 3850 m), der Kopplungskoeffizient = 0,71.

4) Die Bezeichnung fehlt in Fig. 3.

Tut man das, so entsteht für die Verbindung a und a', die der Kurve 4 von Fig. 2 zugrunde liegt, die Schaltung von

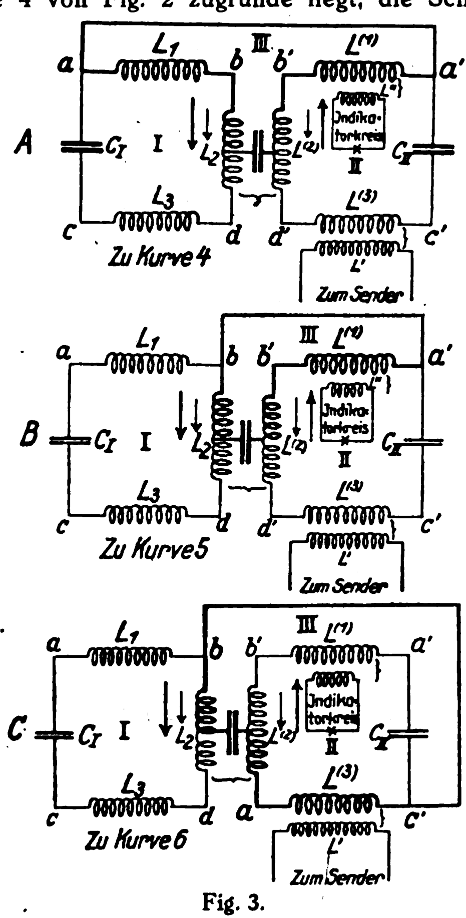


Fig. 3.

Fig. 3 A, und die Schaltungen, die den Kurven 5 und 6 von Fig. 2 entsprechen, werden diejenigen von Fig. 3 B und C. Nach diesen Schaltungen ist zu erwarten, daß diese Kapazität eine ganz andere Wirkung ausübt, als die normale Vereinigung einer kapazitiven und induktiven Kopplung, und daß die Wirkung stark davon abhängen wird, welche Punkte durch die leitende Verbindung der beiden Kreise auf merklich dieselbe Spannung gebracht werden bzw. wie der Kreis beschaffen ist, der durch diese leitende Verbindung und die wechselseitige Kapazität C entsteht (in den Schaltbildern von Fig. 3 ist dieser Kreis stärker ausgezogen). Soviel läßt sich nach den Schaltungen von Fig. 3 übersehen, daß irgend eine Kopplungsschwingung durch das Vorhandensein der wechselseitigen Kapazität C nicht beeinflußt wird, wenn bei dieser Kopplungsschwingung die Belegungen dieser Kapazität keine Spannungsdifferenz erhalten bzw. wenn in dem Kreis, in dem die Kapazität C und die leitende Verbindung liegt, die sämtlichen durch die Kopplungsschwingung induzierten Spannungen sich aufheben. Das ist der Fall bei der Schaltung von Fig. 3 A für die Kopplungsschwingung mit der niedrigeren Frequenz, bei der die Ströme in den Spulen L_2 und $L^{(2)}$ gleiche Richtung und — wegen der Gleichheit der beiden Kreise — auch gleiche Amplitude haben. Es trifft aus entsprechenden Gründen auch zu in dem Fall der Kurve 3 Fig. 2, und zwar hier für die Kopplungsschwingung mit der höheren Frequenz. Es kann aber niemals eintreten bei den unsymmetrischen Verbindungen von Fig. 3 B und C[5]).

München, Physikalisches Institut der technischen Hochschule, März 1924.

[5]) Auf eine Berechnung der Stromverzweigungen von Fig. 3 haben wir verzichtet: die Schematisierung, die in den Schaltungen dieser Figuren liegt — Ersatz der verteilten wechselseitigen Kapazität der Spulen L_2 und $L^{(2)}$ durch einen Kondensator — würde eine quantitative Darstellung der Versuche von Fig 2 doch ausschließen.

Das Verhältnis von induktiver und direkter Kopplung.

Von **F. Roßmann** und **J. Zenneck**[1]).

Für das Verhältnis von induktiver (Fig. 1) und direkter (Fig. 2) Kopplung gilt bekanntlich folgendes. Bei induktiver Kopplung ist die EMK, die vom Primärsystem im sekun-

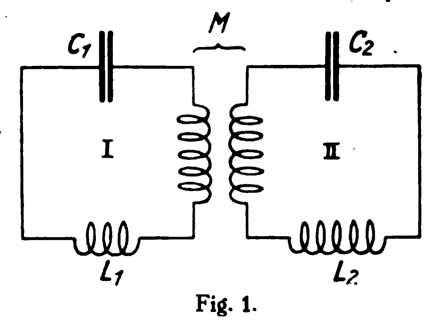


Fig. 1.

dären induziert wird $= -M\frac{di}{dt}$, bei direkter die Spannung, die vom Primärstrom dem Sekundärkreis aufgedrückt wird, $= -Ri_1 - L\frac{di_1}{dt}$, wenn M den wechselseitigen Induktionskoeffizienten bei induktiver, L die gemeinsame Induktivität und R den gemeinsamen Widerstand der beiden Kreise bei direkter Kopplung bedeutet[2]). Die Amplitude und Phase der EMK bezw. die Spannung, die im Sekundärsystem vom

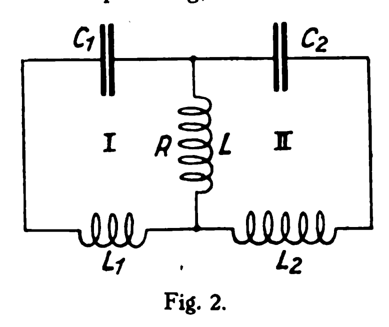


Fig. 2.

primären und umgekehrt herrührt, ist in beiden Fällen merklich gleich, wenn

1. die Kopplung durch das magnetische Feld in beiden Fällen dieselbe, d. h. wenn $L = M$ ist, und wenn außerdem

[1]) Nach einem Abschnitt aus der Freiburger Dissertation von F. Roßmann.

[2]) Entsprechendes gilt für die EMK bzw. Spannung, die vom Sekundärsystem bei seiner Rückwirkung im primären hervorgerufen wird: man braucht nur i_1 durch i_2 zu ersetzen.



2. der Widerstand R der gemeinsamen Leitung (Fig. 2) klein ist gegen ihre Induktanz (ωL) für alle in Betracht kommenden Frequenzen ω.

Es ist üblich, daraus zu schließen, daß bei Befriedigung dieser beiden Bedingungen die beiden Kopplungsarten gleichwertig sind [3]). Erfahrungen bei gekoppelten Elektronenröhrensystemen veranlaßten uns, diesen Schluß einer Revision zu unterziehen.

Tatsächlich gilt, wenn den angegebenen Bedingungen genügt ist, in beiden Fällen,

a) daß bei einigermaßen fester Kopplung die beiden Kreise zwei verschiedene Eigenfrequenzen (Kopplungsfrequenzen) besitzen,

b) daß diese Kopplungsfrequenzen in beiden Fällen merklich gleich,

c) daß die Ströme bei der niedrigeren Kopplungsfrequenz in beiden Kreisen merklich gleichphasig, diejenigen bei der höheren nahezu um 180° in der Phase verschoben sind.

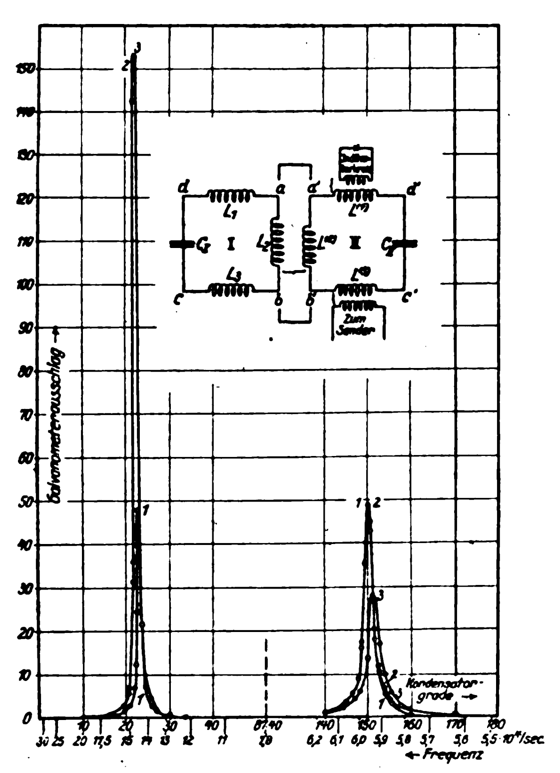


Fig. 3.

Trotzdem besteht ein wesentlicher Unterschied zwischen den beiden Schaltungen, der z. B. zum Ausdruck kommt, wenn man von ihnen die Resonanzkurven aufnimmt (vgl. das Schaltbild von Fig. 3), indem man einen Röhrengenerator (in Fig. 3 als „Sender" bezeichnet) von veränderlicher Frequenz aber konstanter Amplitude in extrem loser Kopplung auf einen der beiden Kreise induzieren läßt und den Strom in einem derselben, z. B. durch ein Thermoelement in einem angekoppelten Indikatorkreis, mißt. Während dann die beiden Maxima, die den beiden Kopplungsfrequenzen entsprechen, bei der induktiven Kopplung merklich gleich sind, sind sie bei direkter Kopplung völlig verschieden.

Zur Illustration haben wir ein Beispiel gewählt, in dem der Unterschied besonders groß ist und die Verhältnisse besonders übersichtlich werden (vgl. Schaltbild von Fig. 3): zwei Kreise I und II, in denen die Kapazitäten und Induktivitäten und ebenso auch die beiden Kopplungsspulen merklich gleich waren [4]). In diesem Fall sind dann die Amplituden der Ströme bei den Kopplungsfrequenzen in den beiden abgestimmten Kreisen merklich gleich. Um aus der induktiven die direkte Kopplung herzustellen, brauchte man dann nur die beiden Punkte *aa'* bzw. *bb'* miteinander zu verbinden. Damit die Bedingung $M = L$ sich dabei automatisch befriedigte, waren die beiden Kopplungsspulen einlagig auf denselben Zylinder gewickelt, und zwar so, daß eine Windung der einen stets mit einer Windung der anderen Spule abwechselte: die beiden Drähte, aus denen die beiden Spulen bestanden, waren einfach als Doppeldraht aufgewickelt worden.

Die Resonanzkurven [5]), die sich bei induktiver bzw. direkter Kopplung ergaben, sind in den Kurven 1 bzw. 2 von Fig. 3 wiedergegeben. Die erstere zeigt das Verhalten einer normalen Resonanzkurve von abgestimmten induktiv gekoppelten Systemen, zwei Maxima von merklich gleicher Höhe. Bei der letzteren stimmt zwar das rechts gelegene Maximum, das der niederen Kopplungsfrequenz entspricht, gut mit dem entsprechenden Maximum der induktiven Kopplung (Kurve 1) überein. Das andere Maximum ist aber viel höher.

Der Grund ist der folgende. Bezeichnet man mit I_1 bzw. I_2 die Effektivwerte der Ströme, die in beiden Kreisen entstehen, so ist der Energieverbrauch in den Kopplungsspulen L_2 und $L^{(2)}$ mit dem Widerstand R bei induktiver Kopplung $= R I_1^2 + R I_2^2$ oder, da I_1 und I_2 merklich gleich sind, $= 2 R I_1^2$. Bei direkter Kopplung ist der Energieverbrauch in den beiden parallel geschalteten Spulen für die niedere Kopplungsfrequenz $= {}^1/_2\, R\, (I_1 + I_2)^2$, da nach dem oben Ausgeführten die beiden Ströme gleichphasig sind. Wegen Gleichheit der beiden Effektivwerte $I_2 = I_1$ wird der Energieverbrauch $= 2 R\, I_1^2$, d. h. ebenso groß wie bei induktiver Kopplung. Infolge davon bekommt das Maximum der Resonanzkurve in beiden Fällen dieselbe Höhe. Bei der höheren Kopplungsfrequenz sind die beiden Ströme merklich um 180° in der Phase verschoben. Der Energieverbrauch bei direkter Kopplung in den beiden parallel geschalteten Spulen wird dann also $= {}^1/_2\, R\, (I_1 - I_2)^2$ oder wegen Gleichheit der Amplituden $= 0$. Der Energieverbrauch der beiden Kreise ist also bei direkter Kopplung viel kleiner als bei induktiver, demnach das Maximum der Resonanzkurve viel höher entsprechend einem niedrigeren Dekrement der betreffenden Kopplungsschwingung.

Eine Kontrolle dieser Auffassung läßt sich erreichen, wenn man für die direkte Kopplung nicht die beiden Kopplungsspulen parallel schaltet, sondern nur eine derselben als gemeinsamen Teil der beiden Kreise benutzt (leitende Verbindung *aa'* bzw. *bb'*, Ausschalten von L_2). In diesem Fall ist dann der Energieverbrauch bei der niederen Kopplungsfrequenz in diesem gemeinsamen Teil der beiden Kreise $= R\, (I_1 + I_2)^2 = 4 R I_1^2$, bei der höheren Kopplungsfrequenz wieder merklich $= 0$. Die Resonanzkurve die sich hier ergibt, muß also im Resonanzpunkt der niederen Kopplungsfrequenz geringere Höhe haben, als Kurve 2, im Resonanz-

[3]) J. v. Geitler (Wien. Ber. 104, II, 169 ff. 1895. Wied. Ann. 55, 513. 1895) und J. Zenneck, Phys. Zeitschr. 4, 656. 1903. — Über allgemeine Unterschiede zwischen Kopplungsarten „mit Stromverzweigung" und solchen „ohne Stromverzweigung" vgl. N. von Korshenewsky, dieses Jahrbuch 19, 94—101. 1922.

[4]) $C_1 = C_2 = 5{,}08 \cdot 10^{-3}\, \mu F$.
$L_1 + L_2 + L_3 = L^{(1)} + L^{(2)} + L^{(3)} = 8{,}2 \cdot 10^5$ cm
$L_2 = L^{(2)} = 4{,}8 \cdot 10^5$ cm.

[5]) Abszissen derselben sind die Skalenteile an dem veränderlichen Kondensator des Senders bzw. darunter die Senderfrequenzen, Ordinaten die Ausschläge des Galvanometers, auf welches das Austin'sche Thermoelement des Indikatorkreises (Schaltbild Fig. 3) wirkte.

punkt der höheren Kopplungsfrequenz dieselbe. Daß das richtig ist, zeigt die Resonanzkurve 3 von Fig. 3, die diesem Fall entspricht.

Eine weitere Kontrolle der angegebenen Auffassung gibt

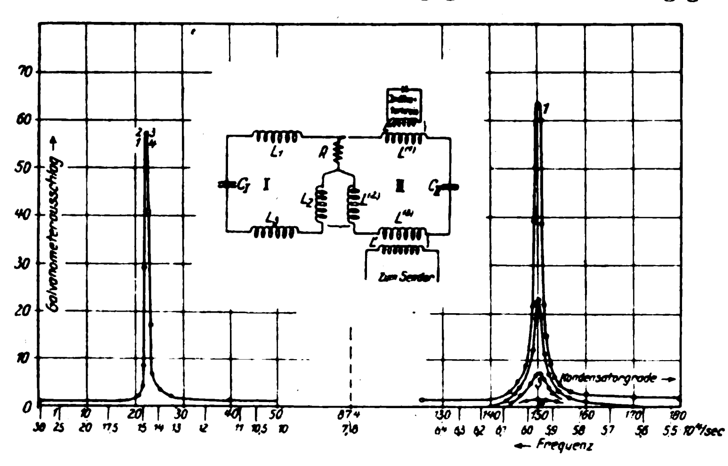


Fig. 4.

die Anordnung des Schaltbildes von Fig. 4, in der die induktive Kopplung der beiden Kreise beibehalten, aber eine reine Widerstandskopplung durch den veränderlichen Widerstand R hinzugefügt wurde. Nach dem Ausgeführten ist zu erwarten, daß bei Änderung dieses Widerstandes die Höhe der Resonanzkurve für die höhere Kopplungsfrequenz unverändert bleibt, für die niedere aber um so niedriger ausfällt, je größer der Kopplungswiderstand R eingestellt wird. Daß auch diese Folgerung zutrifft, zeigen die Resonanzkurven von Fig. 4, von denen Kurve 1 dem Widerstand $R = 0$, Kurve 2 $R = 1$, Kurve 3 $R = 2$, Kurve 4 $R = 10$ Ohm entspricht.

Selbstverständlich können die angegebenen Resultate aus der Theorie der erzwungenen Schwingungen von gekoppelten Systemen ohne weiteres abgeleitet werden. Es schien uns aber, daß der wesentliche Punkt durch die angegebene physikalische Überlegung und die aufgenommenen Kurven besser zum Ausdruck kommt, als in den mathematischen Formeln der Theorie.

Zusammenfassung.

Bei gleicher Kopplung durch das magnetische Feld werden die Kopplungsfrequenzen für direkte und induktive Kopplung merklich gleich: insofern sind die beiden Kopplungsarten gleichwertig. Die Dekremente der beiden Kopplungsschwingungen werden aber im allgemeinen in beiden Fällen verschieden: insofern sind direkte und induktive Kopplung nicht identisch.

München, Physikalisches Institut der technischen Hochschule, März 1924.

Eine neuartige Rückkopplung beim Vierröhren-Hochfrequenzverstärker.

Von **Walter Hey.**

Um die Dämpfung von Empfangs- und Verstärkerkreisen zu vermindern, wendet man das Prinzip der Rückkopplung an. Im vorliegenden Falle handelt es sich um eine induktive Rückkopplung bei einem Vierröhren-Hochfrequenzverstärker. Ein solcher Verstärker verstärkt bekanntlich im Bereich seiner Eigenschwingungen am besten. Es tritt sehr leicht

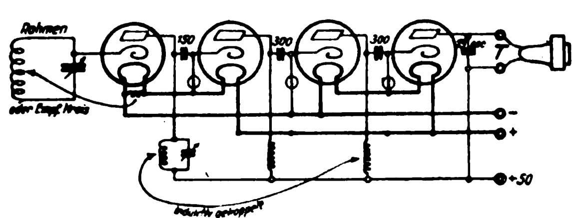


Fig. 1.

der Fall ein, daß er in diesem Bereich bei nicht ganz sorgfältiger Anpassung der Spulen und Leitungsführung selbst schwingt. Durch die im folgenden angegebene Rückkopplung gelingt es, unabhängig von den Eigenschwingungen des Verstärkers, bei allen Wellen von λ 600 m an, den größten Verstärkungsgrad zu erreichen.

Im Anodenkreis der ersten Röhre liegt ein abstimmbarer Kreis mit einer als Zylinderspule ausgebildeten Selbstinduktion, welche auswechselbar ist. Die Drosselspule im Anodenkreis der dritten Röhre wird in geeigneter Weise (z. B. durch Drehen von 0° bis 180°) mit dem Abstimmkreis regelbar gekoppelt. Auf diese Weise läßt sich die Dämpfung des Verstärkers und durch Rückwirkung auch die des Eingangskreises (Rahmen) nicht nur stark vermindern, sondern es ist auch ohne Schwierigkeit möglich, Selbsterregung herbeizuführen, so daß man ungedämpfte Stationen ohne Überlagerer empfangen kann. Eine ähnliche Rückkopplung läßt sich auch erzielen, wenn ein Teil der Windungen des Eingangskreises mit der dritten Anoden-Drosselspule gekoppelt wird, so daß die Dämpfung dieses Kreises aufgehoben wird. Am wirksamsten hat sich aber die zuerst beschriebene Rückkopplung erwiesen. Sie hat sich in allen Fällen von λ 600 m an bis λ 24 000 m sehr gut bewährt. Der Empfang der langen Wellen mit Rahmen und Hochfrequenzverstärker ohne Rückkopplung ist bei der jetzt immer weiter steigenden Verwendung der größeren Wellen fast unmöglich geworden. Durch die beschriebene Rückkopplung läßt sich die zu empfangende Station sehr gut herausheben. Zu erwähnen ist noch, daß die Einstellung der Rückkopplung sehr weich ist, so daß sich jeder gewünschte Grad der Dämpfungsverminderung leicht finden und festhalten läßt.

Über Störungen beim Radio-Empfang.

Von E. Lübcke.

Beim Empfang von Rundfunk wird heutzutage der ästhetische Genuß vielfach stark durch Störungen beeinflußt, die nicht durch Fehler im Sender und Empfangsgerät hervorgerufen werden. Diese Fehler kann man etwa nach folgenden Gesichtspunkten einteilen in solche

1. durch andere Funkstellen,
2. durch Empfangsstationen,
3. durch elektrische Starkstromleitungen, Maschinen usw.,
4. durch atmosphärische Einflüsse,
5. infolge der Ausbreitung längs der Erdoberfläche.

Die Störungen durch andere Funkstellen sind jedem geläufig, der einmal Rundfunk gehört hat. Die krächzenden oder tönenden Punkte und Striche im Morsetakt stammen nämlich von Schiffen und Küstenstationen. Sie treten um so mehr hervor, wenn der Rundfunksender weit entfernt und damit nur schwach wahrzunehmen ist und wenn gleichzeitig der Störsender nahe und kräftig ist. Man glaubt zunächst, daß der Schiffsverkehr sich nur auf den zugelassenen Wellen 300, 450 und 600 m Länge abspielt und damit nur diese drei Wellenlängen für den Rundfunk stört. Aber leider trifft das nicht zu, denn häufig benutzen die Schiffe andere Wellenlängen als die erlaubten oder sie haben so schlecht abstimmbare Apparate, daß sie z. B. den ganzen Wellenbereich von 300 bis 500 m überdecken, wenn die Empfangsstation in der Nähe liegt. Dies liegt an der großen Dämpfung derartiger Funkensender. Sie legen von den Ätherwellen ein größeres Wellenband mit Beschlag, als theoretisch nötig ist. Die Beseitigung dieser Sender ist nicht so einfach, da in ihnen ein großes Kapital angelegt ist. Außerdem erfüllen sie ihren Zweck der Erhöhung der Sicherheit auf See völlig und besitzen hinsichtlich Energiebedarf und Wirkungsgrad viele Vorzüge für den Bordbetrieb, die von keinem anderen modernen, ungedämpften Sendergerät zur Zeit erfüllt werden. Neueinrichtungen wird man möglichst nur mit modernem, nichtstörenden Gerät vornehmen. Augenblicklich muß man sich darauf beschränken, darauf hinzuwirken, daß in den Hauptstunden des Rundfunks möglichst jeder unnötige und unwichtige Funkverkehr der Schiffe und Küstenstationen unterbleibt, daß sie mit der geringsten eine Verständigung gewährleistenden Energie geben und ihr Wellenbereich tunlichst den für die Rundfunksender freigegebenen Bereich nicht überdeckt. Hierdurch kann man schon in Kürze eine gute Befreiung von dieser Störungsquelle erwarten. Schon jetzt sind Beobachtungen von Funkensendern auf anderen als 300, 450 und 600 m unter Angabe von Tag, Uhrzeit, Rufname und Wellenlänge für die zuständige Postbehörde oder Radio-Klub von Wert, damit sie für Abstellung Sorge tragen können.

Außerdem sollte man nur solche Empfänger benutzen, bei denen die Kopplung zwischen Antenne und dem eigentlichen Empfangskreise lose eingestellt werden. Diese Selektivität kann noch durch einen geschlossenen Sekundärkreis vergrößert werden.

Störungen durch Amateursender kommen heutzutage in Deutschland kommen vor. Sollten sie jedoch in vereinzelten Fällen doch auftreten, dann ist es das beste, sich mit dem Inhaber der Sendestelle zu verständigen. Er wird in den meisten Fällen um ihre Beseitigung bemüht sein.

Die Verseuchung des Äthers durch Empfangstatioen mit Rückkopplung ist ein schon oft behandeltes Problem. Viele Empfangsgeräte, die mit Audion ausgerüstet sind, arbeiten zur Verstärkung der Lautstärke mit Rückkopplung. Man läßt bei einer derartigen Anordnung den durch die Elektronenröhre bereits verstärkten Anodenstrom wieder auf das Gitter der Röhre zurückwirken. Der Empfang ist dann am besten, wenn die Rückkopplung vom Anoden- auf den Gitterkreis so eingestellt wird, daß der Kreis dicht vor der Selbsterregung steht. Durch unvorsichtige, zu enge Kopplung, ruft man leicht Selbstschwingung hervor. Ändert man also die Einstellung an einem Empfangsapparat und hört plötzlich ein lautes Heulen in den Telephonen, so soll man nicht gleichgültig darüber hinweggehen und sagen: „Das schadet nichts." Man soll sich vielmehr darüber klar sein, daß man dann selbst Schwingungen aussendet. Man erkennt dies daran, daß sich die Tonhöhe des Heulens oder Pfeifens mit der Verstellung der Hauptabstimmung auch ändert. Diese Schwingungen sind in weitem Umkreis hörbar. Empfindliche Apparaturen werden in einem Bereich von etwa 100 Quadratkilometern dadurch stark gestört. Und es ist zum mindesten eine grobe Rücksichtslosigkeit, wenn man vielleicht einigen Tausend Zuhörern den ästhetischen Genuß eines Radio-Konzertes damit verdirbt. In Deutschland sind derartig gefährliche Rückkopplungen auch mit Recht von der Post verboten. Darum muß jedermann streng darauf achten, selbst keine Schwingungen zu erzeugen. Auch ist eine Überwachung und Feststellung derartiger Störer der Allgemeinheit willkommen, damit denen die Empfangserlaubnis entzogen werden kann, die vorsätzlich schwingen lassen oder auf diese Weise mit ihren Freunden Nachrichten austauschen wollen. Fremdes Selbstschwingen erkennt man daran, daß bei einer Änderung der eigenen Abstimmung nur die Intensität, aber nicht die Tonhöhe des Pfeifens beeinflußt wird.

Der Empfang wird häufig auch durch zu dicht aneinander gezogene Antennen beeinträchtigt. Falls sich die andere nicht beseitigen läßt, muß man den eigenen Empfang durch eine höhere Antenne oder durch einen empfindlicheren, selektiven Empfänger verbessern.

Elektrische Starkstromleitungen, auch Lichtleitungen, von denen aus Elektromotore betrieben werden, verursachen häufige Störungen beim Empfang. Sie machen sich durch Kratzen oder Rauschen und Brummen oder Singen bemerkbar. In gleicher Weise ist auch die Nähe elektrischer Bahnen unangenehm. Diese Fehler können nur durch geeignete Leitungsführung der Starkstromanlagen beseitigt werden. Während gewöhnliche Starkstromleitungen nur auf geringe Entfernungen die Empfangsanlage beeinflussen, ist die Reichweite elektrischer Zentralen wesentlich größer. Man vermeidet bei der Anlage einer Rundfunk-Empfangsstelle ihre Nähe vollständig, andernfalls muß man die ständigen Störungen durch Kollektorgeräusche beim Empfang in Kauf nehmen, gegen die in den meisten Fällen auch eine Rahmenantenne nicht den gewünschten Erfolg bringt.

Dagegen bietet sie gute Störbefreiung bei Luftstörungen. Diese werden durch Entladungen atmosphärischer Elektrizität in der Nähe oder auch in sehr großer Entfernung in geringer oder großer Höhe über der Erde hervorgerufen.

Vielleicht sind sie auch kosmischen Ursprungs, denn durch Beobachtung solcher Luftstörungen an verschiedenen Orten in Deutschland und den Vereinigten Staaten ist festgestellt, daß sie in vielen Fällen genau zur gleichen Zeit auf allen Orten eintrafen, während zwischendurch mehr lokale Luftstörungen zu verschiedenen Zeiten oder an einzelnen Orten überhaupt nicht nachgewiesen werden konnten. Durch andere umfangreiche Untersuchungen in Süd- und Nordamerika ist festgestellt worden, daß diese scharfen Störungen immer aus der gleichen Richtung kommen. Die Richtung ändert sich dabei mit dem Sonnenstand und wandert scheinbar hinter der Sonne her. Im allgemeinen treten bei uns die Luftstörungen nur schwach auf, während sie in den Tropen manchmal stundenlang jeden Empfang unmöglich machen. Um sich von ihnen im transatlantischen Verkehr frei zu machen, benutzt man zum Empfang von Transozeantelegrammen fast ausschließlich Rahmenantennen. Um den Empfang mit Hochantenne durch derartige Störungen nicht beeinflussen zu lassen, sind geistreiche Differential- oder Brückenschaltungen vorgeschlagen, die den durch eine Luftstörung in der Antenne hervorgerufenen Strom zur Erde abfließen lassen und nur die Signale einer ganz bestimmten Wellenlänge zum Empfänger weiterleiten. Ihre Beschreibung würde hier zu weit führen, auch sind sie für den Amateur reichlich kompliziert.

In diesem Zusammenhang sei nochmals darauf hingewiesen, die Antenne nach Benutzung stets durch einen sicher arbeitenden Schalter an eine gute Erdleitung zu legen, dann besteht keinerlei Gefahr durch Blitzschaden für das Empfangsgerät und das Haus.

Beim Empfang auf große Entfernungen im Vergleich zur Wellenlänge — also bei den gewöhnlichen Rundfunkwellen von einigen hundert Metern bereits auf Entfernungen von einigen hundert Kilometern — treten Störungen auf, die auf Einflüsse beider Ausbreitung längs der Erdoberfläche zurückzuführen sind. Diese machen sich z. B. darin bemerkbar, daß bei ungeändertem Sender und Empfänger plötzlich die Lautstärke des Gehörten stark nachläßt, bisweilen der ganze Empfang zeitweise aussetzt und nach kurzer Zeit ohne sichtbaren Grund wieder gut, laut und klar zu hören ist. Nach den neuesten Forschungen über diesen Gegenstand ist anzunehmen, daß die Wellenausbreitung vom Rundfunksender aus in der von der Erdoberfläche und der sogenannten Heavisideschicht begrenzten Schicht erfolgt. Bei Tage gehen die Wellen meist längs der Erdoberfläche, bei Nacht dagegen längs der Heavisideschicht. Diese ist in etwa 70 bis 200 km Höhe anzunehmen und besteht aus leitenden Schichten, die die elektromagnetischen Wellen ähnlich gut wie Metalle leiten. Die Wellen gehen bei Nacht naturgemäß viel weiter, da sie nicht wie die Bodenwellen bei Tage der allgemeinen Absorption ausgesetzt sind, jedoch treten bei ihnen große Schwankungen auf, die von Unregelmäßigkeiten in der Heavisideschicht herrühren oder von absorbierenden Massen in ihrer Nähe. Die Abweichungen in der normal gradlinigen Ausbreitung interessieren für den gewöhnlichen Rundfunkempfang nur bei Benutzung von Rahmenantennen. Diese sogenannten Mißweisungen von der richtigen, wahren Peilung werden wahrscheinlich bei jeder Empfangsstation verschieden sein. Zur Klärung dieser sehr verwickelten Vorgänge können andererseits die zahlreichen, zu gleicher Stunde eine bestimmte Station empfangenden Amateurstationen durch systematische Beobachtungen unter wissenschaftlicher Leitung beitragen.

Wenn man sich alle oben genannten Empfangsstörungen vergegenwärtigt, könnte man zur Ansicht kommen, daß ein guter Rundfunk so gut wie unmöglich ist. Dies ist aber, wie viele von den Lesern aus eigenster Erfahrung wissen, nicht der Fall, da glücklicherweise alle Störungen nicht in der geschilderten Art, sondern meist viel schwächer auftreten. Zu ihrer Beseitigung gibt es nur ein Radikalmittel: größere Senderenergie oder mehr Senderstationen, auch sogenannte Relaisstationen. Eine Vergrößerung der Energie der Hauptsenderstellen ist aus wirtschaftlichen und postalischen Gründen nicht empfehlenswert, da die Kosten für die Errichtung und den Betrieb einer mehrfach stärkeren Senderstelle ungleich höher sind, denn eine Verdoppelung der Energie bringt nicht so viel, wie man vielleicht glaubt. Die Abstände der Rundfunkempfangsstellen von den Sendern werden aber wesentlich kleiner, wenn mehr Sendestellen vorhanden sind, und damit die Energie am Empfangsorte beträchtlich größer. Da die Beschaffung des Darbietungsstoffes bei Sendestellen mit kleinerem Hinterland auf Schwierigkeiten stoßen wird, ist die Ausbildung kleinerer Relaisstationen empfehlenswert, die mit ausgezeichneten Empfangsapparaten ausgerüstet die Darbietungen einer weit entfernten Hauptstelle aufnehmen und neu auf ihrer Wellenlänge aussenden. Daß dies möglich ist, zeigt z. B. die Weitergabe amerikanischen Rundfunks durch die Londoner Broadcasting Station oder die Übermittlung des Vox-Haus-Programms in Berlin durch den Königswusterhauser Sender.

Ehe aber das Netz von Sendestellen dichter über das Land verbreitet ist, kann schon jeder zur Beseitigung vorhandener Störungen dadurch beitragen, daß er genaue Beobachtungen über solche Sender mit gedämpften Funken, die mit nicht freigegebener Wellenlänge oder schlechter Abstimmung arbeiten, an die zuständigen Stellen weiterleitet, daß er selbst mit loserer Antennenkopplung und selektiven Zwischenkreisen oder Rahmenantenne arbeitet und daß er selbst vor allem jedes Selbstschwingen durch zu enge Rückkopplung vermeidet.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Schwingungserzeugung.

Hochfrequenzmaschinen.

D.R.P. 375 953. C. Lorenz A.-G. in Berlin-Tempelhof und Otto Scheller in Berlin-Lichterfelde. Patentiert vom 29. Mai 1921 ab, ausgegeben am 22. Mai 1923. Läufer für schnellaufende Maschinen, insbesondere Hochfrequenzmaschinen. Das Wesen der Erfindung besteht darin, daß die Masse des Körpers des Läufers bei gleicher Breite des Läufers in jedem Abstand von der Welle nach dem Umfange zu kleiner gemacht wird. Dies soll dadurch erreicht werden, daß die Masse des Läufers durch nach dem Umfange zu größer werdende Löcher oder größere Zahl von Löchern verringert wird. Hierdurch soll erzielt werden, daß ein Läufer gleicher Festigkeit entsteht, dessen mechanische Eigenschaften sich dem eines ideellen Rotationskörpers gleicher Festigkeit ohne Ringkörper beliebig nähern lassen und der dabei an der Achse keine größere Breite besitzt als am Umfange.



D.R.P. 379 737. C. Lorenz A.-G. in Berlin-Tempelhof und Karl Schmidt in Berlin-Südende. Patentiert vom 30. Januar 1920 ab, ausgegeben am 28. August 1923. Mittel- und Hochfrequenzmaschine bzw. -umformer. Die Erregerpole einer normalen Gleichstrommaschine sind in Unterpole zerlegt, die an einem in bekannter Weise genuteten Anker, dessen Zähne Pole tragen, Hochfrequenzströme induzieren. In denselben Ankernuten ist neben der Hochfrequenzwicklung eine Gleichstromwicklung angeordnet.

D.R.P. 384 973. Marconis Wireless Telegraph Co. Ltd in London. Patentiert vom 20. Juli 1920 ab, Unionspriorität vom 17. Oktober 1913 ab (England), ausgegeben am 9. November 1923. Hochfrequenzmaschine. Der Stator weist in achsialer Richtung mehrere Polkränze nebeneinander auf und der Rotor ist mit Zähnen versehen, deren Anordnung spiralig erfolgt. Infolgedessen gehen bei der Rotation die Rotorzähne nacheinander über die Statorzähne gleicher achsialer Reihen hinweg.

Frequenzsteigerung mittels statischer Frequenztransformatoren.

D.R.P. 388 236. Dr. Walter Dornig in Berlin-Steglitz. Patentiert vom 29. Oktober 1920 ab, ausgegeben am 18. Januar 1924. Die Erfindung bezieht sich auf eine Anordnung für hochfrequente Stromkreise, besonders für drahtlose Nachrichtenübermittlung, bei denen die Antennenwelle kleiner ist als die des beliebig geschalteten Wechselstromgenerators. Das Wesen der Erfindung besteht darin, daß der Leistungsfaktor (cos φ) der Spannungs- und Frequenztransformatoren durch ausschließliche Parallelschaltung mehrerer Transformatoren verbessert wird.

D.R.P. 388 598. Dr. Walter Dornig in Berlin-Steglitz. Patentiert vom 10. Dezember 1920 ab. Ausgegeben am 25. Januar 1924. Die Erfindung betrifft ein Verfahren zur Verbesserung des Wirkungsgrades von Hochfrequenztransformatoren und dadurch möglichter Herausfiltrierung des Vielfachen der Grundfrequenz. Das Wesen der Erfindung besteht darin, daß die Transformatorenkerne aus dünnem, isolierten, z. B. emailliertem Eisendraht bis maximal ein Zehntel Millimeter Durchmesser gewickelt werden. Die Frequenztransformatoren bzw. Drosselspulen sollen dabei mit Gleichstrom gesättigt werden zum Zwecke, einerseits die bekannten Effekte der Verdopplung zu verbessern und andererseits für bestimmte Oberschwingungen die Verzerrung der Kurvenform zu begünstigen. Die Vielfachen der Grundfrequenz können auch ohne Gleichstrommagnetisierung herausfiltriert werden.

D.R.P. 390 661. Dr. Walter Dornig in Berlin-Steglitz. Patentiert vom 7. Juni 1922 ab, ausgegeben am 22. Februar 1924. Zusatz zu dem oben behandelten D.R.P. 388 598. Die Erfindung bezieht sich auf ein Verfahren zur Verbesserung des Wirkungsgrades von Hochfrequenztransformatoren, bei welchen die Transformatorenkerne aus dünnem, isolierten Eisendraht nach D.R.P. 388 598 (siehe oben) gewickelt werden. Das Wesen der Erfindung besteht darin, daß ein runder Draht von größerem Querschnittsdurchmesser als der endgültig erwünschte (maximal 0,1 mm) zu einem flachen Bande von wesentlich geringerer Stärke ausgewalzt wird.

D.R.P. 391 681. Dr. Walter Dornig in Berlin-Steglitz. Patentiert vom 26. Juli 1922 ab, ausgegeben am 12. März 1924. Die Erfindung bezieht sich auf ein Verfahren zur Verringerung der Anfangsselbstinduktion bei Frequenzvervielfachungstransformatoren, insbesondere für drahtlose Technik. Das Wesen besteht darin, daß dem Frequenzvervielfachungstransformator beim Einschalten stoßweise Wechselstrom geringerer Periodenzahl überlagert wird, wodurch im Primär- und Sekundärkreis Betriebsresonanz eintritt.

D.R.P. 388 773. Dr. Walter Dornig in Berlin-Steglitz. Patentiert vom 14. Dezember 1920 ab, ausgegeben am 25. Januar 1924. Die Erfindung bezieht sich auf ein Verfahren zur Verbesserung des Wirkungsgrades von Frequenztransformatoren, insbesondere für Zwecke der Hochfrequenztechnik. Das Wesen besteht darin, daß in den Primärkreis solcher Transformatoren, bei denen die Tendenz für die Entstehung von Wechselströmen höherer Frequenz im Primärkreis vorliegt, Drosselspulen eingebaut werden, die so bemessen sind, daß der Widerstand im Primärkreise für die höhere Frequenz mindestens doppelt so groß oder größer ist als der sekundäre Verbrauchswiderstand. Zwecks weiterer Verminderung des Einflusses sekundären Stromes auf den Generator wird letzterer mit dem Schwingungskreise nur lose durch ein Kopplungsvariometer verbunden.

D.R.P. 380 027. C. Lorenz A.-G., Berlin-Tempelhof und Karl Schmidt in Berlin-Südende. Patentiert vom 13. September 1919 ab, ausgegeben am 1. September 1923. Die Erfindung bezieht sich auf eine Schaltungsanordnung und Ausführung von statischen Frequenztransformatoren. Das Wesen besteht darin, daß für größere Leistungen kleine Normaltransformatoren in Kombinationsschaltung verwendet werden. Die Primärwicklungen der Transformatoren werden dabei in Serie, die Sekundärwicklungen in Hälften parallel geschaltet. Die Primärwicklung der Einzeltransformatoren sollen von Wirkungsteilen einer Wechselstrommaschine gespeist werden.

D.R.P. 391 228. C. Lorenz A.-G. und Dr. Felix Gerth in Berlin-Tempelhof. Patentiert vom 6. Mai 1922 ab, ausgegeben am 1. März 1924. Schaltungsanordnung zur Frequenzvervielfachung mittels hochgesättigter Eisendrosseln oder Transformatoren. Der Frequenzvervielfachungskreis bildet eine Brückenanordnung (siehe Fig. 1), bestehend aus

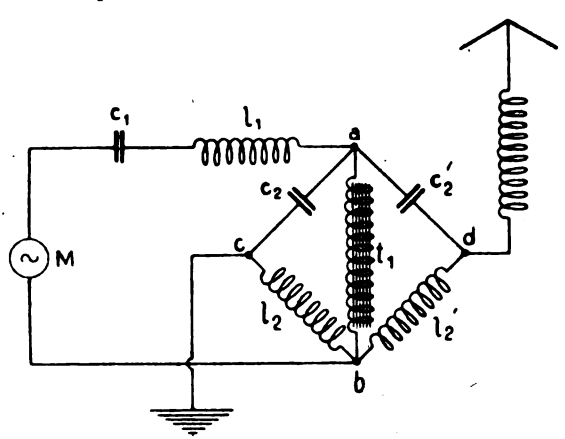


Fig. 1.

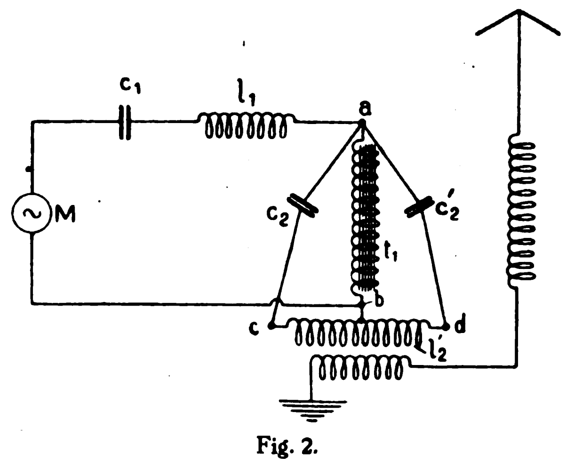


Fig. 2.

Selbstinduktion und Kapazität, in deren einer Diagonale der eisengesättigte Vervielfachungstransformator (t_1) liegt und deren Brückenzweige gegeneinander verstimmt sind. Der Frequenzvervielfachungskreis ist dabei auf eine höhere Harmonische der Grundfrequenz abgestimmt. Der Nutzkreis oder

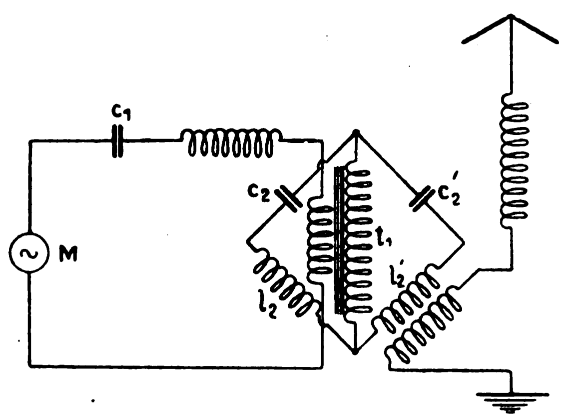


Fig. 3.

die Antenne kann an die zweite Diagonale der Brücke direkt (wie in Fig. 1 dargestellt) oder auch transformatorisch angeschlossen sein; der Nutzkreis oder die Antenne können aber auch mit zwei Brückenzweigen (Fig. 2) oder mit nur einem Brückenzweige (Fig. 3) transformatorisch (oder auch direkt) verbunden werden.

D.R.P. 377 527. Radio Corporation of America in New York. Patentiert vom 3. September 1921 ab, Unionspriorität V. St. A. vom 6. Dezember 1917, ausgegeben am 21. Juni 1923. Die Erfindung bezieht sich auf einer Anlage zur Erzeugung von Wechselstrom hoher Frequenz durch Verzerrung eines Stromes von niedrigerer Frequenz mittels Eisendrossel, die in einem von der Quelle von Grundfrequenz gespeisten Kreise liegt, wobei die hohe Frequenz als Harmonische der Grundfrequenz in einem zweiten auf die Harmonische abgestimmten Kreis abgesondert werden kann. Das Wesen der Erfindung besteht darin, daß im Kreis der Grundfrequenz eine Parallelkapazität zur Drossel liegt zwecks Neutralisierung der Induktanz der Drossel.

D.R.P. 388 774 Radio Corporation of America in New York. Patentiert vom 3. September 1921 ab, Unionspriorität V. St. A. vom 6. Oktober 1916 ab, ausgegeben am 18. Januar 1924. Die Erfindung betrifft eine Einrichtung zur Frequenzumformung mittels Eisendrosseln mit oder ohne Hilfmagneti-

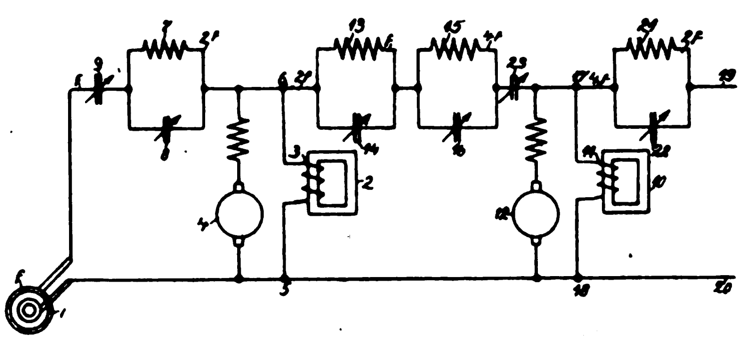


Fig. 4.

sierung, durch welche durch Verzerrung der Kurvenform eines die Drosseln speisenden Stroms von Grundfrequenz höhere Harmonische dieser Frequenz erzeugt werden. Das Wesen der Erfindung besteht darin, daß jedem Kreis durch Sperrsysteme (aus Induktanz und Kapazität in Parallelschaltung bestehende abgestimmte Drosselkreise) eine hohe Impedanz für die Frequenzen der mit ihm verbundenen Kreise verliehen wird, während er für die ihm zukommende abgestimmte Frequenz geringen Widerstand hat. In Fig. 4 ist diese Schaltung dargestellt. Im Kreis der Grundfrequenz ist ein auf die erzeugte Harmonische (2 f) abgestimmter Drosselkreis (7, 8) und im Kreis der erzeugten Harmonischen ein auf die Grundfrequenz (f) abgestimmter Drosselkreis (13, 14) vorgesehen.

D.R.P. 391 287. „Telefunken"-Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 27. Oktober 1918 ab, abgegeben am 1. März 1924. Anordnung zur mehrfachen Frequenzsteigerung mittels ruhender Frequenztransformatoren. Das Wesen der Erfindung besteht darin, daß die induktive Wechselwirkung des primären auf das sekundäre System und umgekehrt des sekundären auf das

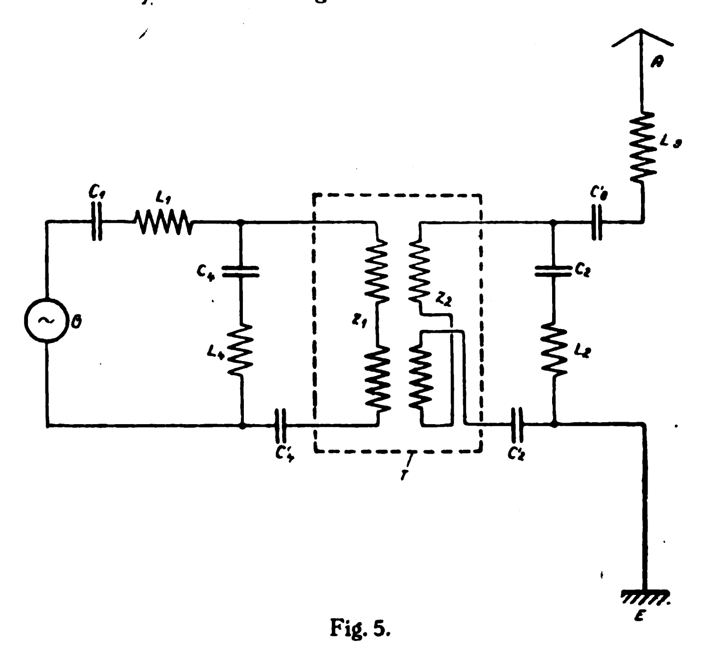


Fig. 5.

primäre für ($n-1$) sukzessive Zwischenfrequenzen durch ($n-1$) diesen Zwischenfrequenzen entsprechende kapazitive Kurzschlüsse (mittels parallel zur Primär- und Sekundärseite geschalteter entsprechender Anzahl von Abstimmzweigen) verstärkt wird, so daß n sukzessive Frequenzsteigerungen in einem einzigen Transformator erzielt werden. Fig. 5 zeigt diese Schaltung.

D.R.P. 376 296. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 12. Februar 1922 ab, ausgegeben am 26. Mai 1923. Frequenzwandler bzw. Eisen-

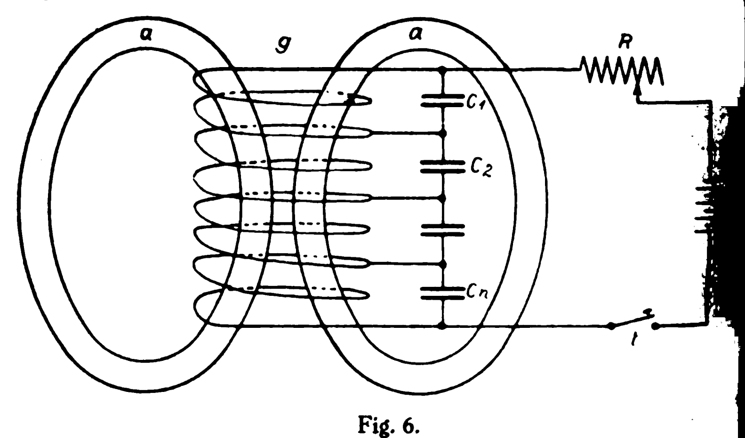


Fig. 6.

drossel mit durch überlagerten Strom regelbarer Induktanz. Die Regelstromwirkung ist unterteilt und ihre Teile durch Kondensatoren kurzgeschlossen. Hierdurch wird bezweckt,

ein Durchschlagen der Wicklung zu verhüten. Fig. 6 zeigt diese Anordnung.

D.R.P. 376 297. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 23. Februar 1922 ab, ausgegeben am 26. Mai 1923. Die Erfindung betrifft eine Schaltung für Hochfrequenzanlagen mit Frequenzsteigerung in zwei oder mehreren Stufen mittels ruhender Frequenzwandler, deren Erregerwicklungen von einer gemeinschaftlichen Quelle gespeist sind. Das Wesen der Erfindung besteht darin, daß die erwähnten Gleichstromwicklungen getrennt geregelt werden.

D.R.P. 379 222. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 25. April 1919 ab, ausgegeben am 18. August 1923. Schaltung für ruhende Frequenzumformer, insbesondere mit Gleichstrommagnetisierung. Parallel zu dem Frequenzumformer und hinter den in Reihe

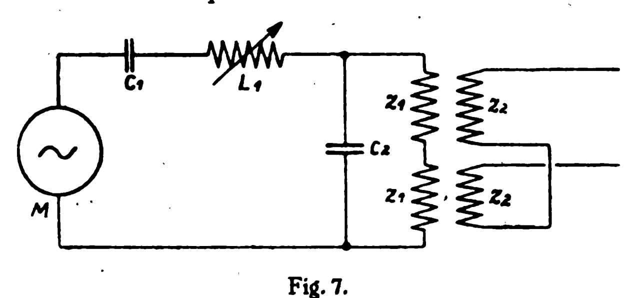


Fig. 7.

mit dem Umformer geschalteten Abstimmitteln ($C_1 L_1$ in Fig. 7) wird eine Kapazität (C_2) geschaltet, welche den wattlosen Strom des Umformers ganz oder teilweise liefert. Der aus dem Umformer und der dazu parallel geschalteten Kapazität resultierende Widerstand soll ein induktiver Widerstand sein.

D.R.P. 380 188. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 2. August 1919 ab, ausgegeben am 4. September 1923. Zusatz zum D.R.P. 349 272 (vgl. Jb. 19, S. 244). Schaltungsanordnung für ruhende Frequenzumformer nach Patent 349 272, bei welcher die Abstimmittel sowohl für den primären wie den sekundären Stromkreis benutzt werden und Teile der Abstimmittel durch Teile oder die Gesamtheit der Wicklungen des Umformers selbst ersetzt werden, dadurch gekennzeichnet, daß die Gleichstromerregung weggelassen und der Umformer aus zwei ungleichen Induktanzen gebildet wird, derart, daß bei kleineren Strömen die Induktanz der einen Wicklung, bei größeren Strömen die Induktanz der anderen überwiegt, zum Zwecke, eine mehr als zweifache Frequenzsteigerung (insbesondere dreifache) zu erreichen.

Hochfrequenzerzeugung mit Vakuumröhren.

D.R.P. 376 931. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 27. April 1919 ab, ausgegeben am 7. Juni 1923. In den Gitterkreis einerseits und den Anodenkreis andererseits sind voneinander unabhängige Schwingungskreise geschaltet, die gleichzeitig auf möglichst gleiche Wellenlängen eingestellt werden und voneinander mechanisch abhängig sind. Die mechanische Kupplung der Abstimmmittel der Schwingungskreise kann durch Verwendung einer gemeinsamen Welle mit Kurbel, oder auch durch zwischengeschaltete Zahnrädergetriebe, Kurvenscheiben, Daumenscheiben o. dgl. bewirkt werden.

D.R.P. 377 652. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 3. November 1920 ab, ausgegeben am 23. Juni 1923. Zur nutzbringenden Erzeugung zweier oder mehrerer Schwingungen mit elektrischen Entladungsgefäßen ist ein Entladungsgefäß in der für die Erzeugung einer einzigen Schwingung üblichen Bauart mit zwei oder mehreren voneinander unabhängigen Schwungradkreisen gekoppelt. Hierdurch wird bezweckt, zwei oder mehrere voneinander unabhängige Schwingungen, die nicht im Verhältnis der Harmonischen zueinander stehen, unter Benutzung derselben Elektroden zu erzeugen. Fig. 8 zeigt diese Schaltung. Sowohl der Anoden- als auch der Gitterkreis derselben Röhre sind mit

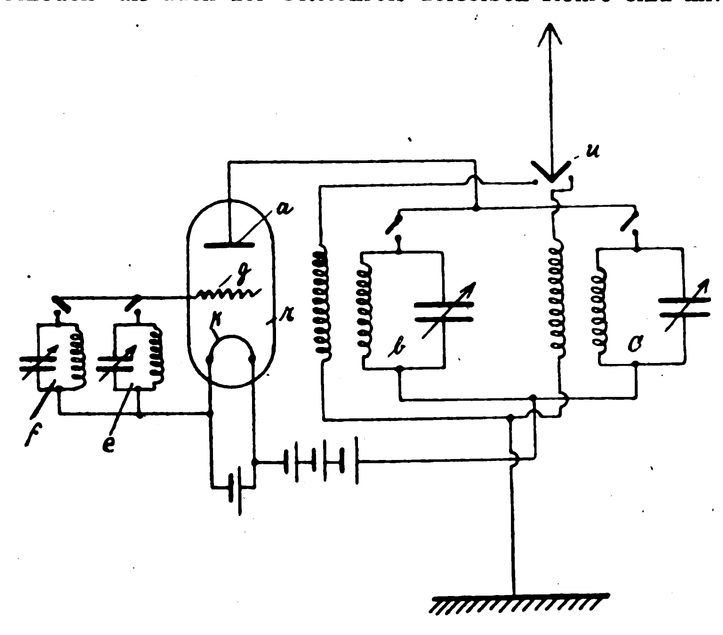


Fig. 8.

zwei oder mehreren Schwungradkreisen mittelbar oder unmittelbar rückgekoppelt, und diese Schwungradkreise können einerseits auf voneinander verschiedene Frequenzen eingestellt werden, und andererseits gibt jeder für sich die in ihm erzeugte Energie der eingestellten Frequenz nutzbringend ab.

D.R.P. 390 387. Dr. Erich F. Huth, G. m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 1. September 1921 ab, Unionspriorität V. St. A. vom 3. Februar 1916, ausgegeben am 13. März 1924. Entladungsröhre zur Erzeugung oder Verstärkung elektrischer Schwingungen, dadurch gekennzeichnet, daß an Stelle des sonst gebräuchlichen Glühfadens eine Lichtbogenstrecke in der Röhre vorgesehen und zum Anlassen des Lichtbogens eine Hilfsglühelektrode, die nach der Zündung des Lichtbogens außer Wirkung tritt, in der Nähe der Lichtbogenstrecke angeordnet ist.

D.R.P. 382 013. Dr. Erich F. Huth, G. m. b. H. in Berlin.

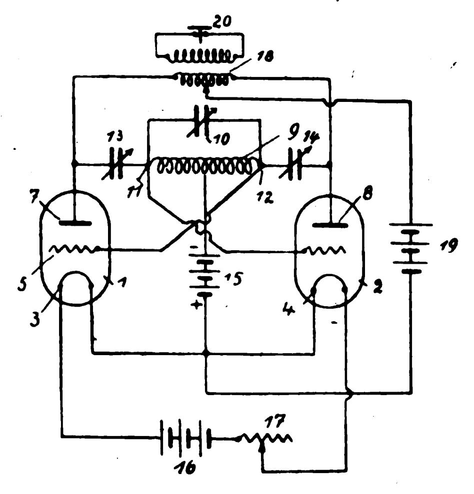


Fig. 9.

Patentiert vom 4. Dezember 1920 ab, ausgegeben am 28. September 1923. Schaltungsanordnung zur Verstärkung, Gleich-

richtung oder Erzeugung von Schwingungen mit zwei oder mehreren Entladungsgefäßen, deren Hilfselektroden und Anoden mit Punkten wechselnden Potentials an einem schwingungsfähigen System gekoppelt sind. Das Wesen der Erfindung besteht darin, daß das schwingungsfähige System (siehe Fig. 9) über zweckmäßig einstellbare Kondensatoren (13, 14) mit den Anoden der Entladungsgefäße gekoppelt ist, während zwischen die Anschlußpunkte der Hilfselektroden an das schwingungsfähige System und die Glühkathoden eine besondere, zweckmäßig einstellbare Vorspannung liefernde Energiequelle (15) geschaltet ist.

D.R.P. 366 460. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 6. August 1921 ab, ausgegeben am 22. Mai 1923. Einrichtung zur Regelung bzw. Steuerung der Betriebs- bzw. Heizspannung für einen Kathodenröhrensender. In der Wechselstromleitung sind eine

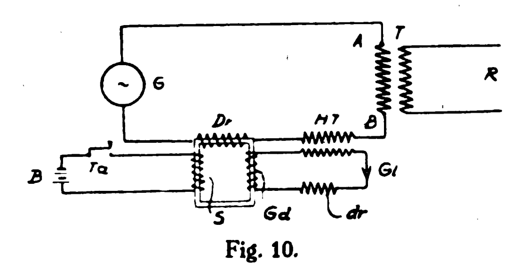


Fig. 10.

Regulierdrossel (*Dr* in Fig. 10) oder zwei gegeneinander geschaltete Regulierdrosseln mit Gleichstrommagnetisierung eingeschaltet und der Gleichstrom für diese Drossel oder Drosseln wird aus dem Wechselstromkreis selbst mittels eines Hilfstransformators (*HT*) und eines Gleichrichters (*Gl*) entnommen. Fig. 10 zeigt diese Schaltung.

D.R.P. 379 112. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 15. November 1921 ab, ausgegeben am 14. August 1923. Zur Sicherung der Röhrengeneratoren gegen Überlastung der Anoden ist ein Organ vorgesehen, welches beim Auftreten einer übermäßigen Anodenerhitzung eine Anzeigevorrichtung in Tätigkeit setzt. Zu diesem Zwecke ist (siehe Fig. 11) in der Nähe der

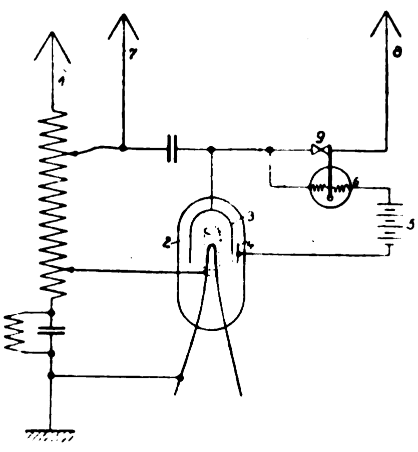


Fig. 11.

Hauptanode (3) der Kathodenröhre eine Hilfselektrode (4) angeordnet, zu der beim normalen Arbeiten der Röhre nur ein schwacher oder gar kein Elektronenstrom fließt, beim anormalen Arbeiten dagegen, d. h. bei Überhitzung der Anode, durch das Austreten der Elektronen aus dem Anodenblech ein Strom auftritt, der ein Organ (6, 9) beeinflußt, welches den Betriebs- oder Heizstrom (7, 8) regelt.

D.R.P. 380 446. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 15. Februar 1922 ab, ausgegeben am 7. September 1923. Einrichtung zur Schwingungserzeugung mittels Glühkathodenröhren. Zum Zwecke der Beeinflussung der Stärke des in der Glühkathodenröhre

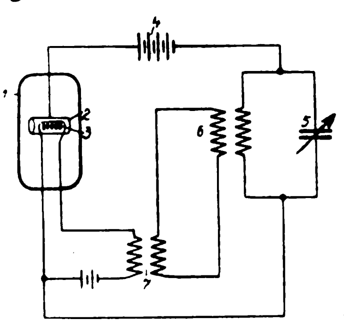


Fig. 12.

fließenden Elektronenstromes wird ein Teil der im Nutzkreis erzeugten Hochfrequenzleistung dem Heizstrom der glühenden Kathode überlagert und dadurch deren Emissionsfähigkeit verändert. Fig. 12 zeigt diese Schaltung.

Erfinder ist Otto von Bronk in Berlin.

D.R.P. 391 862. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 20. Juni 1920 ab, ausgegeben am 19. März 1924. Zwischenkreis-Röhrensenderschaltung. Zur Vermeidung des Ziehens wird dem Gitter im wesentlichen nur die Spannung von der gewünschten Kopplungswelle zugeführt, indem zwischen Gitter und Kathode abgestimmte Systeme vorhanden sind, welche die unerwünschte Kopplungsschwingung vom Gitter fern halten.

D.R.P. 376 458. Bell Telephone Manufacturing Company Société Anonyme in Antwerpen. Patentiert vom 10. Juni 1920 ab, Unionspriorität V. St. A. vom 2. Oktober 1916, ausgegeben am 29. Mai 1923. Schaltungsanordnung für Röhrengeneratoren mit Fremdsteuerung, bestehend aus einer Hilfskathodenröhre in Verbindung mit einem Schwingungskreis und einem oder mehreren Relais oder Verstärkerröhren. Im Gitterkreis der Hilfskathodenröhre (1) (siehe

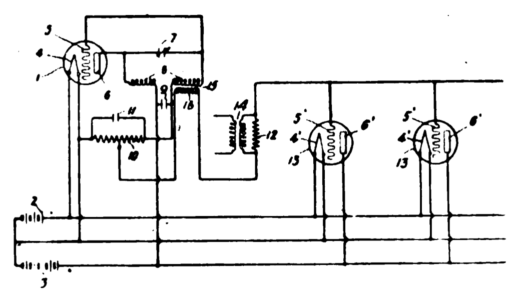


Fig. 13.

Fig. 13) liegt ein Widerstand (10), wobei der Spannungsabfall am ganzen oder an einem Teil des Widerstandes dazu dient, dem Gitter (5^1) oder den Gittern der Verstärkerröhren (13) negative Spannung zuzuführen.

D.R.P. 382 177. Robert Targon in Berlin-Wilmersdorf. Patentiert vom 7. Juni 1921 ab, ausgegeben am 29. September 1923. Zur Beseitigung unerwünschter Kurvenverzerrungen (Oberwellen) oder zur Erzielung gewünschter Kurvenverzerrungen in der Hochfrequenztechnik wird die vorgegebene oder dem Hauptsystem selbst entnommene Primärkurve zunächst durch ein Hilfssystem, dessen Charakteristik die Umkehrfunktion des Hauptsystems ist, geeignet verzerrt und erst dann dem gegebenen Hauptsystem zugeführt.

Band 23 Heft 4/5

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an Dr. Eugen Nesper, Berlin-Friedenau, Trägerstr. 2[1], zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W. 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Experimentelle Untersuchungen über Schwingungskreise mit Eisenkernspulen.

Von **L. Casper, K. Hubmann** und **J. Zenneck**[1]).

Die erzwungenen Schwingungen in einem Schwingungskreis, bestehend aus Kapazität, eisenfreier Selbstinduktion, einer Spule mit geschlossenem Eisenkern und Ohmschem Widerstand, sind in letzter Zeit besonders ausführlich von H. Schunck und J. Zenneck theoretisch untersucht worden[2]) und zwar auch für den Fall, daß der Eisenkern außer der Wechselstromwicklung noch eine Gleichstromwicklung trägt. Trotz dieser theoretischen Bearbeitung des Problems schien eine experimentelle Untersuchung desselben notwendig aus folgenden Gründen.

1. Die Verfasser setzen voraus, daß der Schwingungskreis in der Nähe der Resonanz arbeitet und nehmen an, daß der Strom dann sinusförmig ist. Bei Schwingungskreisen mit eisenfreien Spulen ist diese Annahme zweifellos richtig; hier erzeugt in der Nähe der Resonanz selbst eine nichtsinusförmige Spannung einen merklich sinusförmigen Strom. Im Falle eines Schwingungskreises mit Eisenkernspulen führt aber die Annahme eines sinusförmigen Stromes notwendigerweise zu Widersprüchen. Das zeigt die einfache Spannungsbilanz, wonach die Summe der Einzelspannungen im Kreis gleich der aufgedrückten Klemmenspannung der Maschine sein muß. Die Klemmenspannung sei annähernd sinusförmig. Wird dann der Strom als sinusförmig vorausgesetzt, so sind dies auch die Spannungen am Kondensator, an der eisenfreien Selbstinduktion und am Ohmschen Widerstand, dagegen nicht an der Eisenkernspule wegen des nicht linearen Verlaufs der Magnetisierungskurve. Es kann also auch die Summe der Einzelspannungen nicht sinusförmig sein, wenn die Sättigung des Eisenkerns bis in die nichtlinearen Teile der Magnetisierungskurve hereinreicht. In der Tat zeigen die später zu besprechenden Aufnahmen mit der Braunschen Röhre, daß der Strom und zwar auch in der Nähe der Resonanz, nicht sinusförmig ist.

Ferner machen die Verfasser die vereinfachende Annahme, daß im Stromkreis keine Eisenverluste (Wirbelstrom- und Hysteresisverluste) auftreten. Tatsächlich sind solche natürlich vorhanden und sowohl von der Wechselstromamplitude als von einer eventuell vorhandenen Gleichstrom-Magnetisierung abhängig.

Aus beiden Gründen schien eine Prüfung der theoretisch gewonnenen Ergebnisse erwünscht.

2. In dem Fall, in welchem der Wechselstrom-Magnetisierung noch eine Gleichstrom-Magnetisierung überlagert ist, erhebt sich die praktisch wichtige Frage, wie die Verhältnisse im Schwingungskreis geändert werden, wenn man die Gleichstrom-Magnetisierung variiert (Steuerung durch Gleichstrom). Schunck und Zenneck gehen wegen der rechnerischen Schwierigkeiten auf diese Frage nicht ein. In dieser Beziehung war also eine Erweiterung ihrer Untersuchung am Platze.

Meßanordnung.

Die Schaltung für den allgemeinen Fall, in dem mit Überlagerung einer Gleichstrom-Magnetisierung gearbeitet wurde, ist in Fig. 1 dargestellt. Der stärker ausgezogene Kreis ist der Schwingungskreis, der schwach ausgezogene der Gleichstromkreis. Bei den Messungen mit reiner Wechselstrom-Magnetisierung war dieser letztere Kreis unterbrochen oder weggelassen.

In Fig. 1 bedeuten M den Wechselstromgenerator, V ein Präzisions-Hitzdraht-Voltmeter, A_1 ein Präzisions-Hitzdraht-Ampèremeter, beide von Hartmann & Braun, C einen oder mehrere technische Papierkondensatoren von Siemens & Halske (geprüft für 2000 Volt Gleichspannung), R einen variablen Widerstand, L_0 eine eisenfreie Selbstinduktion, L_e die Eisenkernspule mit geschlossenem Eisenkern.

[1]) Nach der Dissertation der Münchener Technischen Hochschule von L. Casper, eingereicht am 14. Dezember 1923.

[2]) H. Schunck und J. Zenneck. Dieses Jahrbuch 19, 117 f. 1922. Dort finden sich auch ausführliche Literaturangaben.

Der benutzte Wechselstrom-Generator von ungefähr 5 KW Dauerleistung besaß 2 Spulengruppen, die parallel oder in Serie geschaltet werden konnten. Sie waren bei den Versuchen stets parallel geschaltet. Wir wollten dadurch den Spannungsabfall klein halten, einerseits, um eine bessere Beherrschung der Klemmenspannung, besonders an labilen Stellen der Charakteristik, zu ermöglichen, andererseits, um nicht durch zu großen Spannungsabfall den zeitlichen Verlauf der Klemmenspannung zu verändern. Eine Aufnahme der Stromspannungs-Charakteristik der Maschine zeigte, daß die Klemmenspannung bei Ohmscher und induktiver Belastung ab-, bei kapazitiver Belastung ansteigt und zwar in allen Fällen nahezu proportional dem Strom.

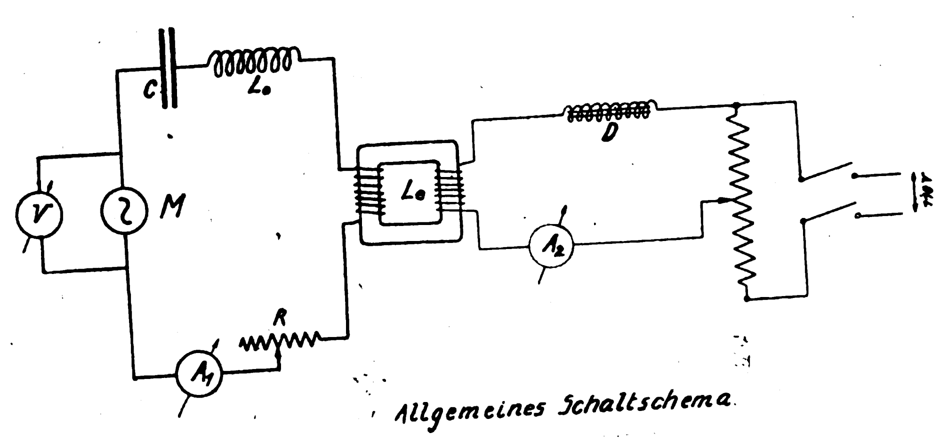


Fig. 1.

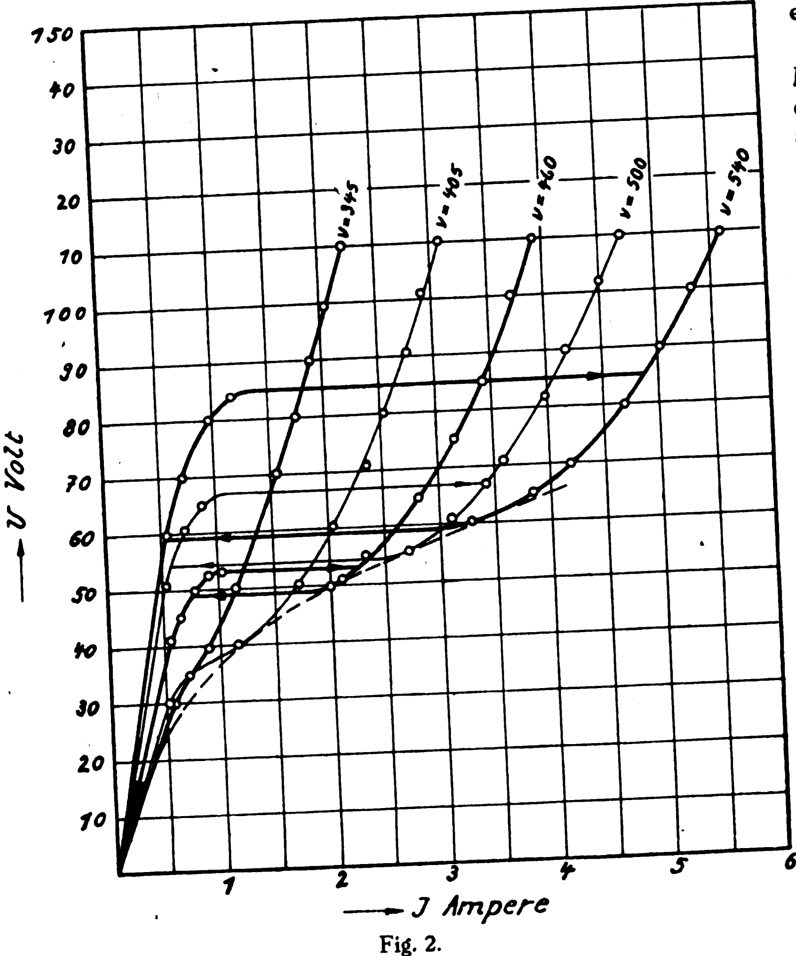


Fig. 2.

Die prozentischen Änderungen der Klemmenspannung durch eine bestimmte Strombelastung fiel, wie zu erwarten, um so kleiner aus, je größer die Leerlaufspannung der Maschine d. h. je stärker ihre Erregung war.

Die Dimensionen der Eisenkernspule (L_e Fig. 1) waren: Blechstärke mit Isolierung $^1/_3$ mm, Jochlänge 10,5 cm, Schenkellänge 10,5 cm, Joch- und Schenkelquerschnitt $3{,}5 \times 2{,}9$ cm², Windungszahl 44, Induktivität bei schwacher Sättigung 0,043 $H.$, Ohmscher Widerstand 0,16 Ohm. Das Knie der Stromspannungs-Charakteristik der Spule lag bei etwa 500-periodigem Wechselstrom zwischen 1 und 2 Amp.

Die Wicklung für die Überlagerung einer Gleichstrom-Magnetisierung (rechte Spule von L_e in Fig. 1) hatte 86 Windungen. Sie war unter Vorschaltung eines Drehspulampèremeters A_2 mit einem Potentiometer an die Gleichstromzentrale von 110 Volt angeschlossen. Wesentlich sind in der Gleichstromleitung die Drosselspulen D. Ihre Induktivität ist so groß zu wählen, daß sie die Induzierung eines Wechselstroms merklicher Amplitude und dessen Rückwirkung auf den Schwingungskreis verhindern. Daß sie das wirklich taten, wurde kontrolliert, indem bei abgeschalteter Zentrale sicher gestellt wurde, daß die Instrumente im Schwingungskreis auf das Öffnen oder Schließen des Gleichstromkreises nicht reagierten.

Die Hauptschwierigkeit bei den Messungen war folgende. Nach der Arbeit von Schunck und Zenneck war zu erwarten und die Versuche haben es bestätigt, daß kleine Schwankungen der Frequenz oder der Klemmenspannung eventuell große Änderungen des Stromes hervorrufen können. Es mußte also bei den Messungen auf besonders hohe Konstanz von Frequenz und Klemmenspannung geachtet werden. Eine wirkliche Konstanthaltung für die Dauer einer Meßreihe war ganz unmöglich, da der Betriebsmotor des Generators an die sehr veränderliche Netzspannung der Zentrale angeschlossen war. Es wurde deshalb folgender Kunstgriff gewählt. Von zwei Beobachtern wurden einerseits die Klemmenspannung mit Hilfe des Voltmeters V, Fig. 1, andererseits die Frequenz mit Hilfe eines — in Fig. 1 nicht eingezeichneten — Frequenzmessers beobachtet und auf den gewünschten Wert einreguliert. In dem Augenblick, in dem die beiden Instrumente den beabsichtigten Wert zeigten, wurden die übrigen Instrumente abgelesen. Trotzdem also die Klemmenspannung und die Frequenz nicht konstant zu halten waren, wurden die Messungen stets bei der gewünschten Klemmenspannung und der gewünschten Frequenz gemacht. Die Genauigkeit der Resultate hängt bei dieser Methode wesentlich von der

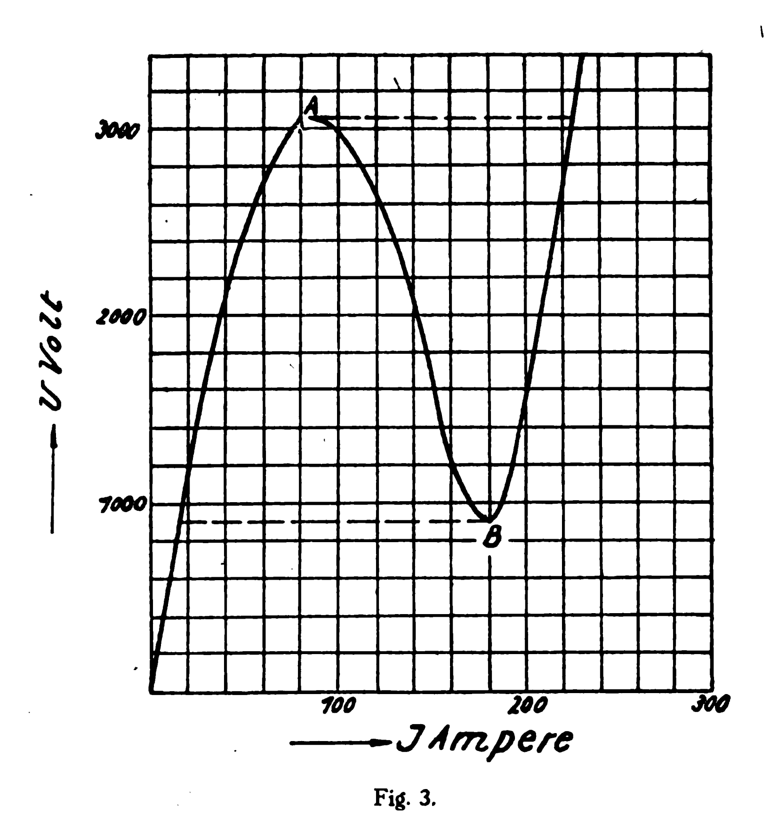


Fig. 3.

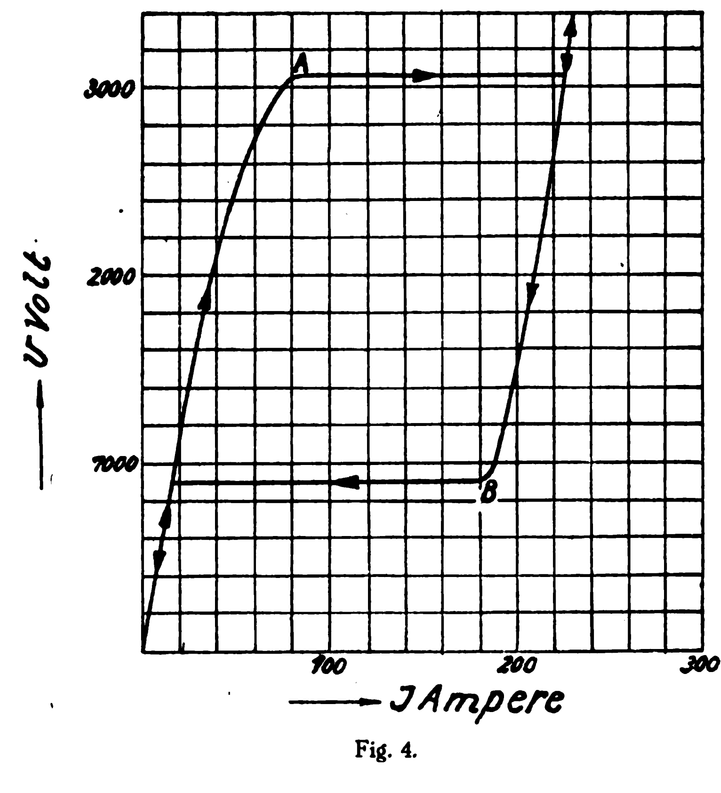


Fig. 4.

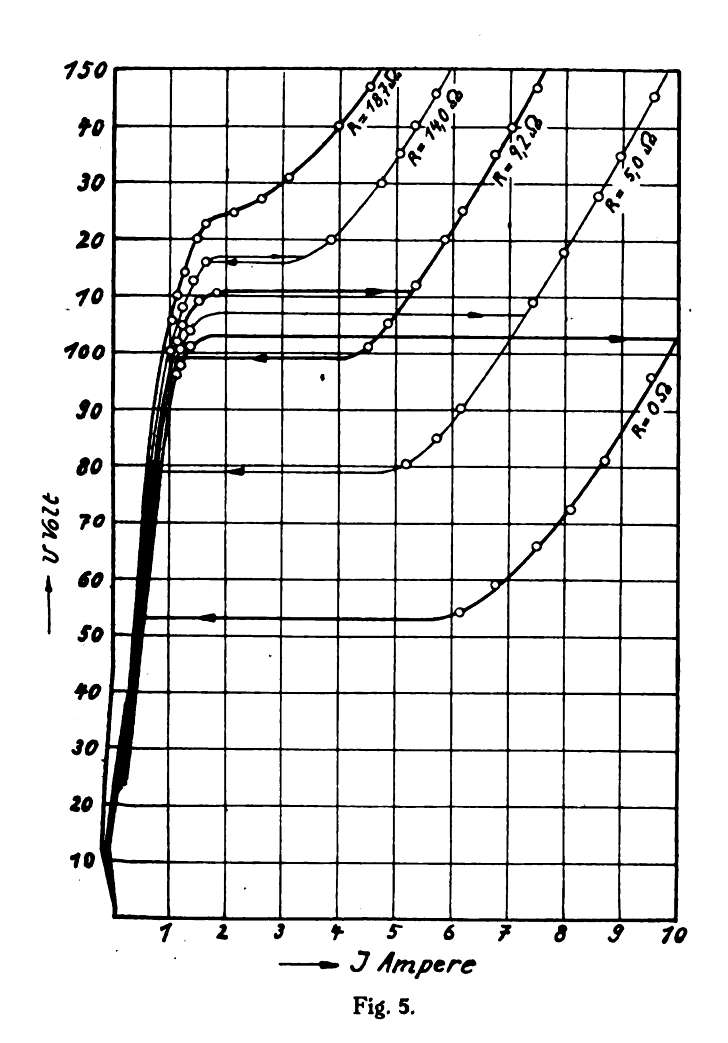


Fig. 5.

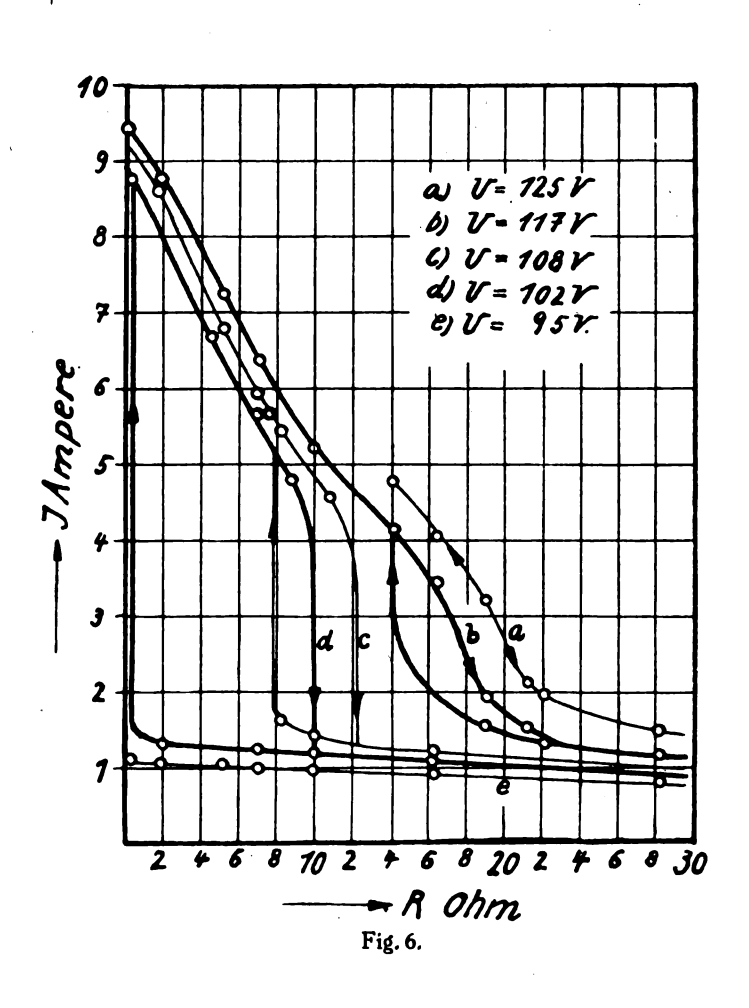


Fig. 6.

Sorgfalt und Geschicklichkeit der Beobachter ab; daß sie nichts zu wünschen übrig ließen, zeigen die Meßwerte, die in die folgenden Figuren sämtlich eingetragen sind.

I.

Verhältnisse bei reiner Wechselstrom-Magnetisierung.

§ 1. Die Stromspannungs-Charakteristiken.

Die Charakteristik des Schwingungskreises wurde aufgenommen ohne besonderen Vorschaltwiderstand R (Fig. 1) und ohne eisenfreie Selbstinduktion L_0 und zwar bei einer Kapazität von $4\,\mu F$. Die Ergebnisse für fünf verschiedene Frequenzen sind in Fig. 2 zusammengestellt; die Pfeile in den Kurven zeigen an, in welcher Richtung die Charakteristik durchlaufen wurde.

Der einzige Unterschied zwischen der tatsächlich aufgenommenen Charakteristikenschar von Fig. 2 und der von Schunck und Zenneck theoretisch berechneten ist der folgende. Bei der berechneten Kurvenschar ist die Einhüllende, auf der die Resonanzpunkte liegen, eine Gerade, deren Neigungstangente = dem Ohmschen Widerstand des Kreises ist. Bei den tatsächlich aufgenommenen Kurven von Fig. 2 ist die entsprechende (gestrichelte) Kurve komplizierter. Der Grund für die Verschiedenheit ist einfach der, daß Schunck und Zenneck bei ihren Berechnungen den Widerstand des Schwingungskreises als konstant annehmen und damit den Energieverbrauch proportional dem Quadrat des Effektivstromes setzen. Bei den Versuchen dagegen bestand der Energieverbrauch zum größten Teil in den Eisenverlusten. Diese sind nicht proportional dem

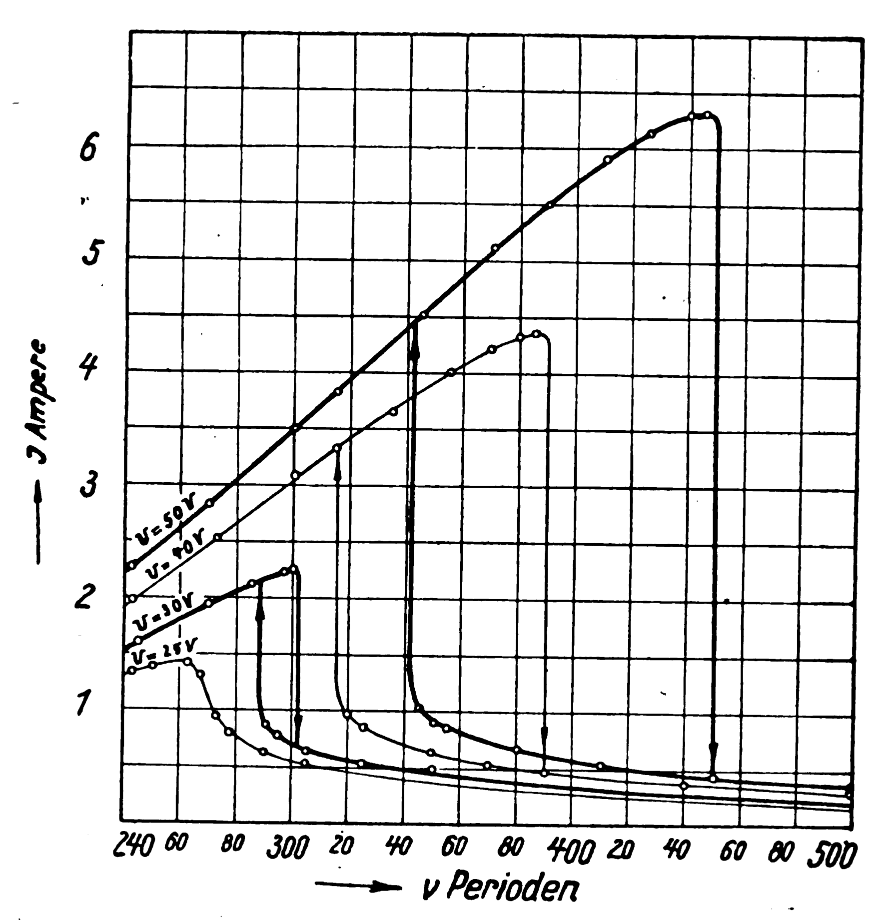


Fig. 7.

Die Kurven zeigen durchaus den Charakter der entsprechenden Kurven, die von Schunck und Zenneck berechnet wurden und in ihrer Figur 4 dargestellt sind. Man hat dabei nur zu bedenken, daß die fallenden Teile der dortigen Charakteristiken nicht zu realisieren sind und nur in Kipperscheinungen zum Ausdruck kommen, vorausgesetzt, daß nicht etwa die Charakteristik der Maschine noch steiler abfällt als diejenige des Stromkreises, was bei unserer Anordnung nicht der Fall war. An die Stelle der theoretischen Kurve von Fig. 3, die der Arbeit von Schunck und Zenneck entnommen ist, tritt also die experimentelle Kurve von Fig. 4. Bei wachsender Klemmenspannung kippt der Strom im Punkte A zu höheren, bei abnehmender Klemmenspannung im Punkte B zu niedereren Werten. Der Punkt B ist jedenfalls annähernd als Resonanzpunkt anzusprechen.

Quadrat des Effektivstroms, sondern hängen in viel verwickelter Weise von dem Effektivwert des Stromes ab.

§ 2. Einfluß des Widerstandes.

Der Einfluß des Widerstandes im Schwingungskreis wurde auf zweierlei Weise untersucht.

1. Zunächst wurden die Stromspannungscharakteristiken bei einer bestimmten Frequenz (490/sek.), aber verschiedenen Widerständen (R Fig. 1) aufgenommen und zwar bei einer Kapazität von $C = 7{,}7\,\mu F$. Die Ergebnisse dieser Messung enthält Fig. 5. Sie zeigt, daß das Gebiet, innerhalb dessen die Kipperscheinung einsetzt, immer kleiner wird, je größer der Widerstand ist, bis es schließlich bei einem bestimmten kritischen Widerstand (bei der vorliegenden Anordnung ca. 18 Ohm) vollkommen verschwindet.



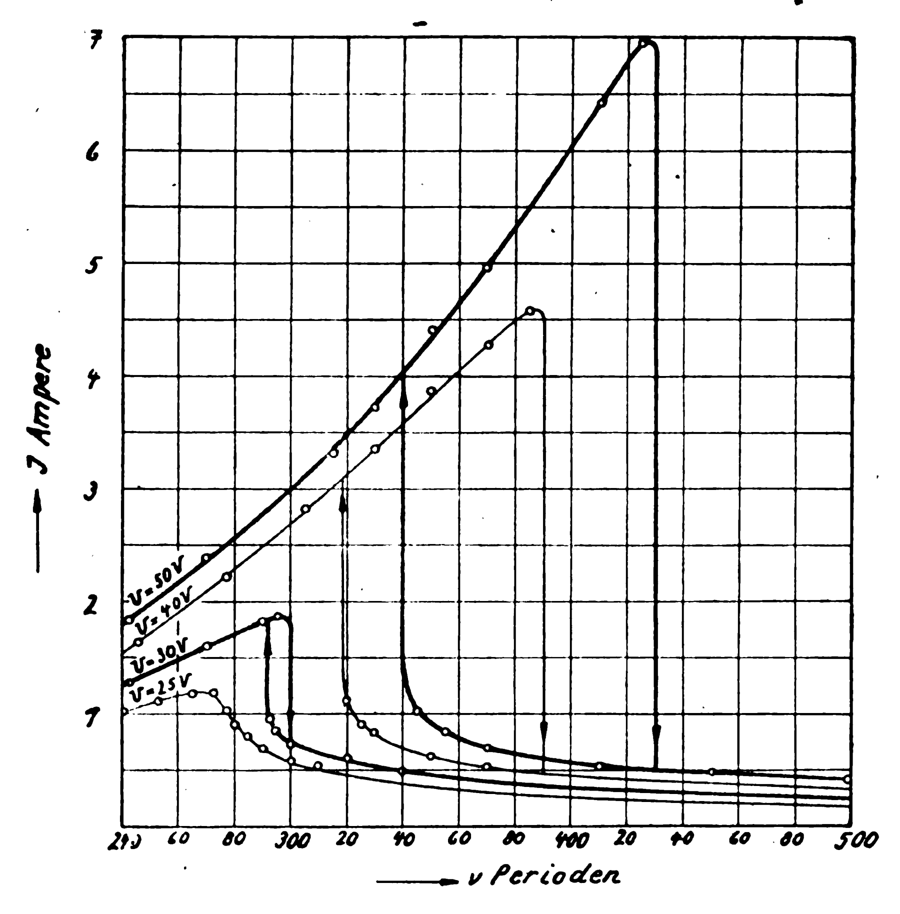


Fig. 8.

2. Dann wurde bei fester Frequenz und fester Klemmenspannung und derselben Kapazität von $7{,}7\,\mu F$ der Widerstand variiert. Das Resultat dieser Messung ist für eine Reihe von Klemmenspannungen und die Frequenz 490/sek. in Fig. 6 zusammengestellt. Die Kurven zeigen in direkterer Weise als diejenigen von Fig. 5, daß unter Umständen schon eine kleine Änderung des Ohmschen Widerstandes zu verhältnismäßig großen Änderungen des Wechselstroms führen und daß insbesondere eine kleine Verringerung oder Vergrößerung des Ohmschen Widerstandes genügen kann, um ein Kippen hervorzurufen.

§ 3. Resonanzkurven.

Zur Aufnahme der Resonanzkurven wurde bei konstanter Klemmenspannung die Frequenz variiert. Die Messungen bezogen sich auf zwei verschiedene Schwingungskreise, einen (Fig. 7) mit einer Kapazität $C = 10\,\mu F$ und ohne eisenfreie Selbstinduktion und einen (Fig. 8) mit einer Kapazität von $8\,\mu F$ und einer eisenfreien Selbstinduktion L_0 (Fig. 1) von $0{,}006\,H$. und 0,4 Ohm. Zum Vergleich sind in Fig. 9 die Resonanzkurven für einen eisenfreien Kreis unter sonst gleichen Bedingungen wiedergegeben.

Die Resonanzkurven von Fig. 7 stimmen in ihrem Charakter gut mit denjenigen von O. Martienssen[3]) und Schunck und Zenneck überein. Während bei eisenfreien Kreisen der Anstieg vor dem Resonanzpunkt und der Abfall nach demselben in nahezu symmetrischer Weise erfolgen, steigen die Resonanzkurven von Fig. 7 vor dem Resonanzpunkt langsam an und fallen nach Überschreiten desselben viel rascher, bei einigermaßen hohen Klemmenspannungen unter Kipperscheinung, ab. Während bei eisenfreien Kreisen sowohl der Anstieg als der Abfall der Resonanzkurve

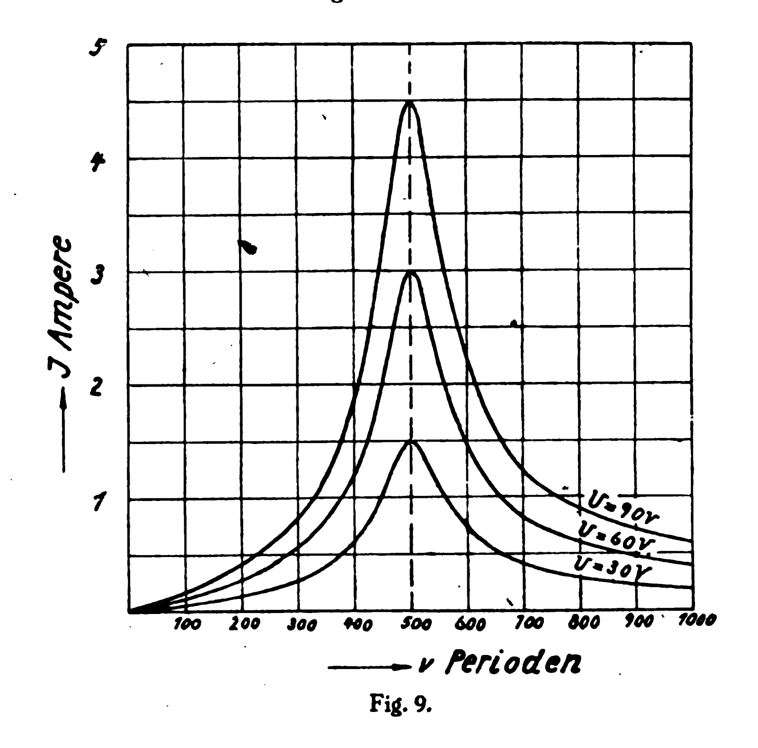


Fig. 9.

durch den Ohmschen Widerstand und damit die Verluste im Kreise bestimmt ist, ist bei Kreisen mit Eisenkernspulen wie denjenigen von Fig. 7 weder für den Anstieg noch für

[3]) O. Martienssen, Phys. Ztschr. 11, 448 f., 1910. — Ganz ähnliche Resonanzkurven sind von H. Barkhausen und H Lichte, Annalen der Physik 62, 485—516, 1920, bei Schallsendern für Unterwassersignale angegeben worden.

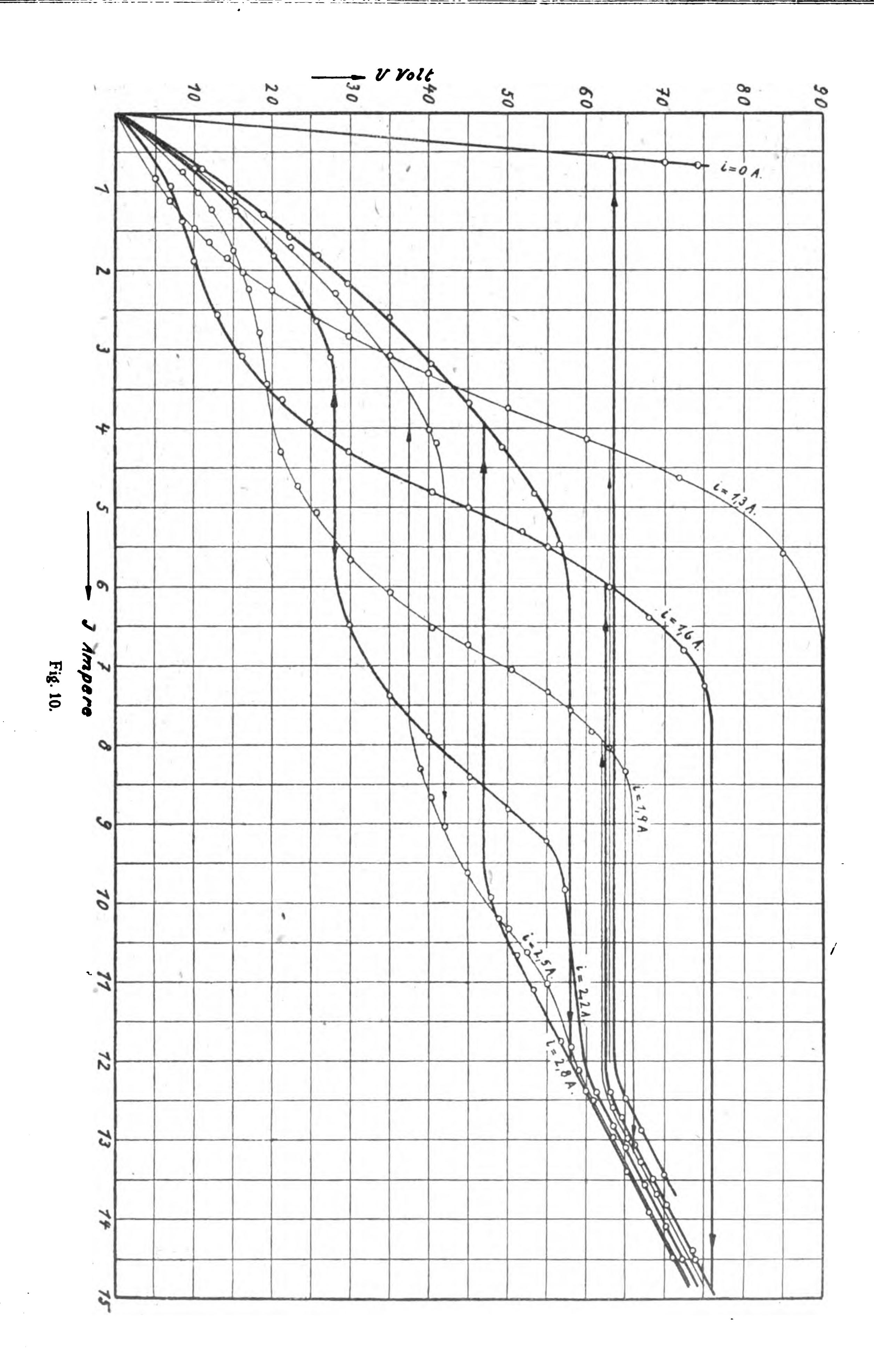

V Volt
10
20
30
40
50
60
70
80
90
J Ampere
1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
15
i = 0 A.
i = 1,3 A.
i = 1,6 A.
i = 1,9 A
i = 2,2 A.
i = 2,5 A.
i = 2,8 A.

Fig. 10.

den Abfall der Resonanzkurve der Energieverbrauch im Kreise maßgebend, sondern die Änderung seiner Induktivität mit der Stromstärke. Während endlich bei eisenfreien Kreisen die Lage des Resonanzpunktes von der Klemmenspannung unabhängig ist, rückt bei Kreisen mit Eisenkernspulen die Resonanzfrequenz mit Zunahme der Klemmenspannung zu immer höheren Werten.

Der Einfluß einer zusätzlichen eisenfreien Selbstinduktion ergibt sich aus einem Vergleich der Figuren 7 und 8. Wie von vornherein zu erwarten, besteht er im wesentlichen darin, daß er die Form der Resonanzkurve derjenigen für eisenfreie Kreise nähert. Das würde noch stärker zum Ausdruck gekommen sein, wenn die eisenfreie Selbstinduktion im Verhältnis zu der Selbstinduktion der Eisenkernspule größer gewesen wäre, als es bei Aufnahme der Fig. 8 tatsächlich der Fall war.

II.

Verhältnisse bei überlagerter Gleichstrom-Magnetisierung.

§ 1. Stromspannungscharakteristik.

Der Schwingungskreis, der nach Fig. 1 geschaltet war, enthielt keine eisenfreie Selbstinduktion L_0 und keinen besonderen Ohmschen Widerstand R. Seine Kapazität betrug 14 μF. Die Charakteristiken, die in Fig. 10 dargestellt sind, wurden für verschiedene Gleichstrom-Überlagerungen i und die Frequenz von 490/sek. aufgenommen.

In den Figuren finden sich alle die Charaktere wieder, die in der Arbeit von Schunck und Zenneck für den Fall einer überlagerten Gleichstrom-Magnetisierung, allerdings bei verschiedenen Frequenzen, berechnet sind. Die Form mit zwei Resonanzpunkten ohne Kipperscheinung ist besonders rein bei der Gleichstrom-Magnetisierung $i = 2{,}2$ Amp. realisiert. Bei schwächerer Gleichstrom-Magnetisierung tritt in der Nähe des höheren Resonanzpunktes, bei stärkerer Gleichstrom-Magnetisierung in der Nähe des niederen Kipperscheinung auf. Für diese zwei Arten von Kippstellen ist im folgenden die Bezeichnung Kippstelle erster Art bzw. zweiter Art gebraucht.

Bei sehr starkem Wechselstrom (in der Gegend von $J = 13$ Amp. an aufwärts) fallen die Kurven für die verschiedenen Gleichstrom-Magnetisierungen und insbesondere auch die Sprungstellen beim Zurückkippen nahezu zusammen. Der Grund ist der, daß bei stärkerer Wechselstrom-Magnetisierung die Induktivität einer Eisenkernspule von einer schwächeren überlagerten Gleichstrom-Magnetisierung nahezu unabhängig wird, wie das aus Fig. 8 der Arbeit von Schunck und Zenneck hervorgeht und auch ohne weiteres verständlich ist.

Eine Kurve mit einem nahezu horizontalen Stück, das für eine Steuerung durch Änderung der Klemmenspannung in Frage kommen könnte, ist diejenige für die Gleichstrom-Magnetisierung $i = 2{,}2$ Amp. zwischen $J = 3$ u. $J = 6$ Amp.

§ 2. Abhängigkeit des Wechselstroms von der überlagerten Gleichstrom-Magnetisierung.

Wie bei der vorigen Untersuchung enthielt der Schwingungskreis weder eine eisenfreie Selbstinduktion L_0 noch einen besonderen Vorschaltwiderstand R. Die Maschinenfrequenz war konstant = 490/sek. Die Abhängigkeit des Wechselstroms von der Gleichstrom-Magnetisierung ist in den Figuren 11, 12 und 13 für verschiedene Klemmenspannungen dargestellt. Für Fig. 11 war die Kapazität 14, für Fig. 12 10 und für Fig. 13 7,7 μF. Da die Gleichstromwicklung der Eisenspule 86 Windungen besaß und die Wechselstromwicklung nur 44, so sind die Werte des tatsächlich verwendeten Gleichstroms in den Figuren multipliziert mit dem Faktor 86 : 44 eingetragen, so daß also denselben Zahlen für Gleich- und Wechselstrom in den Figuren gleiche Amperewindungszahlen entsprechen.

Unter den Kurven, die hier auftreten, lassen sich drei Typen unterscheiden: solche ohne Kippstellen (z. B. Fig. 13, Klemmenspannung 40 Volt), solche mit einer Kippstelle (z. B. Fig. 11, Klemmenspannung 50 Volt) und endlich solche mit zwei Kippstellen (z. B. Fig. 11, Klemmenspannung 70 Volt). Im letzteren Falle ist aber die Kipperscheinung an den beiden Kippstellen verschieden. Während bei der Kippstelle zweiter Art, die der höheren Gleichstrom-Magnetisierung entspricht (Fig. 11, Klemmenspannung 70 Volt, Gleichstrom i zwischen 6,4 und 7 Amp.), bei Zu- und Abnahme des Gleichstroms ein Kippen eintritt, tritt bei der Kippstelle erster Art (schwächere Gleichstrom-Magnetisierung, Fig. 11, Klemmenspannung 70 Volt, Gleichstrom $i = 1{,}16$ Amp.) der Stromsprung nur ein bei der Zunahme der Gleichstrom-Magnetisierung; ein Rücksprung findet nicht statt. Der Grund liegt in der eben erwähnten Tatsache, daß bei starker Wechselstrom-Magnetisierung eine geringe Änderung der Gleichstrom-Magnetisierung die Induktivität der Eisenkernspule nur sehr wenig ändert. Bei der Kurve für die Klemmenspannung von 70 Volt in Fig. 11 tritt der Stromsprung bei zunehmender Gleichstrom-Magnetisierung ein bei einem Wechselstrom $J =$ ca. 4 Amp. und einem Gleichstrom $i =$ ca. 1,2 Amp.: hier ist die Wechselstrom-Magnetisierung noch so schwach, daß eine kleine Änderung des Gleichstroms zum Kippen führt. Bei abnehmender Gleichstrom-Magnetisierung entspricht aber einem Gleichstrom von 1,2 Amp. ein Wechselstrom von ca. 13 Amp. Bei einer so starken Wechselstrom-Magnetisierung genügt eine Änderung des Gleichstroms selbst um seinen ganzen Betrag nicht mehr, um die Induktivität des Kreises so weit zu ändern, daß ein Kippen einträte.

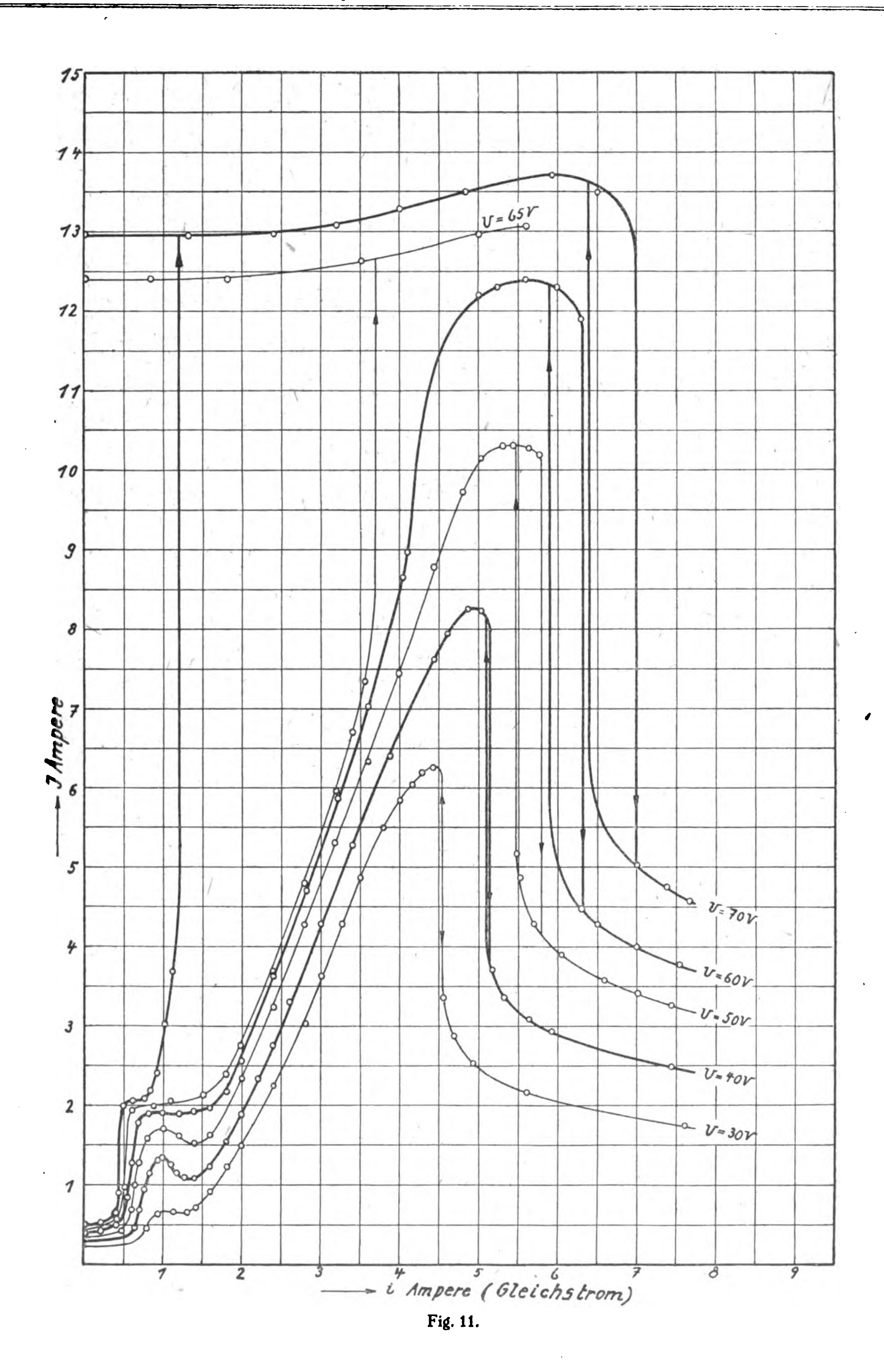
Ein Vergleich der Figuren 11, 12 und 13 zeigt, daß der Charakter der Kurven von der Größe der Kapazität nicht wesentlich abhängt. Der Einfluß der Kapazität äußert sich nur in der Weise, daß einmal mit Vergrößerung der Kapazität entsprechende Punkte, z. B. die Kippstellen oder die Maxima, für eine bestimmte Klemmenspannung auf immer höhere Gleichstrom-Magnetisierung fallen und dann, daß der Strom, den man für eine bestimmte Klemmenspannung im Maximum bekommt, mit steigender Kapazität erheblich anwächst[4]). Der Grund für die beiden Einflüsse ist ohne weiteres verständlich. Je höher die Kapazität ist, um so kleiner muß die Induktivität des Schwingungskreises sein, damit der Kreis in Resonanz mit der Maschinenfrequenz ist; die kleinere Induktivität kann aber entweder durch eine höhere Wechselstrom-Amplitude oder durch eine stärkere Gleichstrom-Magnetisierung hervorgerufen werden.

Aus den Kurven lassen sich folgende praktische Konsequenzen ziehen:

1. Zur Steuerung des Wechselstroms durch einen überlagerten Gleichstrom, wie sie jetzt in der Hochfrequenztechnik viel gebraucht wird, kommt es natürlich darauf an, durch eine bestimmte Änderung des Gleichstroms i eine möglichst große Änderung des Wechselstroms J hervorzurufen, d. h. $\Delta J / \Delta i$ möglichst groß zu machen, wenn J den Effektivwert des Wechselstroms und i den Gleichstrom bedeutet. Diese Bedingung ist nicht identisch mit der, durch

[4]) Beispiel für den ersten Einfluß: Die Kippstelle zweiter Art für die Klemmenspannung 60 Volt liegt in Fig. 11 bei einem Gleichstrom von ca. 6,3 Amp., in Fig. 12 bei 4,6 und in Fig. 13 bei 3,2 Amp.

Beispiel für den zweiten Einfluß: Für die Klemmenspannung von 60 Volt ist das Maximum des Wechselstroms 12,5 Amp. in Fig. 11, 9,8 Amp. in Fig. 12 und ca. 7 Amp. in Fig. 13.



15
14
13
12
11
10
9
8
7
6
5
4
3
2
1
1
2
3
4
5
6
7
8
9
V = 65V
V = 70V
V = 60V
V = 50V
V = 40V
V = 30V
J Ampere
i Ampere (Gleichstrom)

Fig. 11.

15
14
13
12
11
10
9
8
7
6
5
4
3
2
1

→ J (~) Ampere.

U = 70 V
U = 60 V
U = 40 V
U = 20 V

1 2 3 4 5 6 7 8 9

→ i Ampere (Gleichstrom).

Fig. 12.

eine bestimmte Änderung des Gleichstroms eine möglichst große Änderung der Induktivität L des Schwingungskreises, also ein möglichst großes $\Delta L/\Delta i$ zu erzeugen. Das $\Delta L/\Delta i$ ist bei derselben Spule für einen bestimmten Wechselstrom und für einen bestimmten Gleichstrom, d. h. also für einen bestimmten Punkt der Koordinaten-Ebene in den Figuren 11, 12 und 13 stets dasselbe. Wie aber ein Vergleich der Figuren 11, 12 und 13 zeigt, ist die Änderung des Wechselstroms für eine bestimmte Änderung des Gleichstroms, d. h.

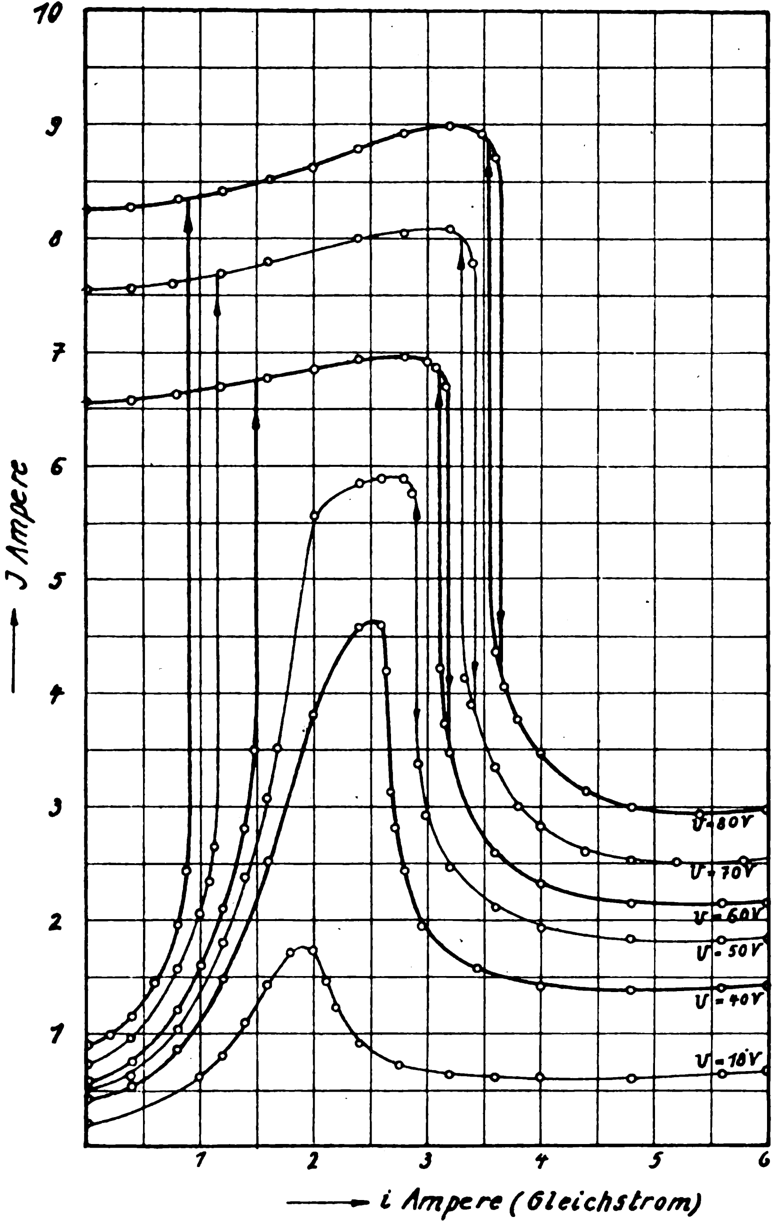


Fig. 13.

$\Delta J/\Delta i$, für denselben Punkt der Koordinaten-Ebene in den drei Figuren ganz verschieden. Es kommt also bei einer Gleichstrom-Steuerung des Wechselstroms ganz und gar darauf an, auf welcher Kurve oder — was praktisch dasselbe bedeutet —, mit welcher Kapazität man arbeitet. In Fig. 12, die sich auf eine Kapazität von $10\,\mu F$ bezieht, entspricht z. B. einem Wechselstrom von 9,5 und einem Gleichstrom von 4,5 Amp. eine Kippstelle, an der eine ganz geringe Änderung des Gleichstroms eine sehr starke Änderung der Wechselstrom-Amplitude hervorruft. In Fig. 11 (Kapazität $= 7{,}7\,\mu F$) liegt der Punkt $J = 9{,}0$, $i = 4{,}5$ Amp. auf dem aufsteigenden Ast einer Kurve; die durch eine bestimmte Änderung des Gleichstroms erzeugte Änderung der Wechselstrom-Amplitude ist sehr viel geringer [5]).

2. Zur Steuerung des Wechselstroms durch eine überlagerte Gleichstrom-Magnetisierung eignen sich die nahezu vertikalen Stellen der Kurven, besonders die Kippstellen zweiter Art, bei denen einer Zunahme der Gleichstrom-Magnetisierung eine Abnahme des Wechselstroms u n d u m g e k e h r t entspricht. Daß der Vorgang bei diesen Kippstellen nicht streng umkehrbar ist, d. h. daß der Stromsprung nach oben und derjenige nach unten nicht genau bei derselben Gleichstrom-Magnetisierung erfolgt, ist kein Hinderungsgrund. Wohl aber bestimmt sich durch den horizontalen Abstand der beiden Sprungstellen die Änderung des Gleichstroms, die mindestens nötig ist, um den Stromsprung nach oben und nach unten hervorzurufen: die für die Steuerung an einer solchen Stelle notwendige Änderung des Gleichstroms muß mindestens gleich dem horizontalen Abstand zwischen den beiden Sprungstellen sein. Sie beträgt z. B. in Fig. 11 für die Klemmenspannung von 60 Volt und einen Gleichstrom von ca. 5,8 Amp. mindestens 0,4 Amp., wobei die dadurch hervorgerufene Änderung des Wechselstroms 7,3 Amp. ist.

Die eben beschriebene Methode zur Steuerung eines Wechselstroms durch überlagerte Gleichstrom-Magnetisierung an den Kippstellen zweiter Art kann Anwendung finden als Tastverfahren in der drahtlosen Telegraphie.

3. Für die Steuerung des Wechselstroms durch einen Mikrophonstrom zum Zwecke der drahtlosen Telephonie [6]) eignen sich diejenigen Stellen der Kurven, in denen dieselben nahezu geradlinig ansteigen. Das ist z. B. der Fall bei der Kurve für 50 Volt Klemmenspannung in Figur 11 zwischen den Gleichstrom-Magnetisierungen $i = 1{,}7$ Amp. und $i = 4{,}9$ Amp., wo der Wechselstrom geradlinig vom Werte $J = 1{,}9\,A$ bis $J = 10{,}0$ Amp. ansteigt. Würde sich diese Kurve auf einen Hochfrequenzstrom beziehen und würde man die Gleichstromwicklung mit dem konstanten Strom von $i = 3{,}3$ Amp. speisen, so würde die Überlagerung eines niederfrequenten Mikrophonstroms zur Folge haben, daß die Amplituden des Hochfrequenzstroms sich fast genau proportional den Momentanenwerten des Mikrophonstroms ändern. Die ganze Anordnung würde die Bedingungen eines Senders für drahtlose Telephonie sehr gut erfüllen.

Zu demselben Zweck würden auch die grädlinigen Teile beim Abfall der Kurven verwendbar sein. Ein solcher ist z. B. in Fig. 13 bei der Kurve für 50 Volt Klemmenspannung in der Gegend des Gleichstroms $i = 2{,}8$ Amp. vorhanden. Hier ist die Zunahme bzw. Abnahme des Wechselstroms für eine bestimmte Änderung der Gleichstrom-Magnetisierung besonders groß.

4. Die Kippstellen erster Art bieten ein bequemes Mittel, um einen Schwingungskreis, der ohne überlagerte Gleichstrom-Magnetisierung, aber mit dem maximal erhältlichen Strom arbeiten soll, a n z u l a s s e n. Soll z. B. in Fig. 11 der Kreis ohne Gleichstrom-Magnetisierung mit einer Klemmenspannung von 70 Volt und dem maximalen Strom von 13 Amp., der bei dieser Klemmenspannung ohne Gleichstrom-Magnetisierung zu erhalten ist, betrieben werden, so läßt sich diese Stromstärke nicht durch einfaches Einschalten des Stromkreises erreichen — man würde nur bis 0,5 Amp. kommen, — wohl aber, indem man den geringen Gleichstrom von 1,3 Amp. überlagert und dann sofort wieder abschaltet.

[5]) ähnliches gilt für den Punkt $i = 3{,}6$, $J = 6{,}5$ Amp. in Fig. 11 u. 12.

[6]) vgl. z. B. L. Kühn, E. T. Z. 35, 816 ff., 1914, dieses Jahrb. 9, 502 ff., 1915.



§ 3. Einfluß des Widerstandes.

Der Einfluß des Widerstandes wurde an einem Kreis untersucht, der sich von demjenigen von Fig. 13 ($C = 7{,}7\,\mu F$, $L_o = 0$) nur dadurch unterschied, daß er noch einen Widerstand (R Fig. 1) von 3,5 Ohm enthielt. Die Messungen wurden wie im Vorhergehenden durchgeführt, ihre Ergebnisse in Fig. 14 wiedergegeben. Gegenüber den Kurven von Fig. 13

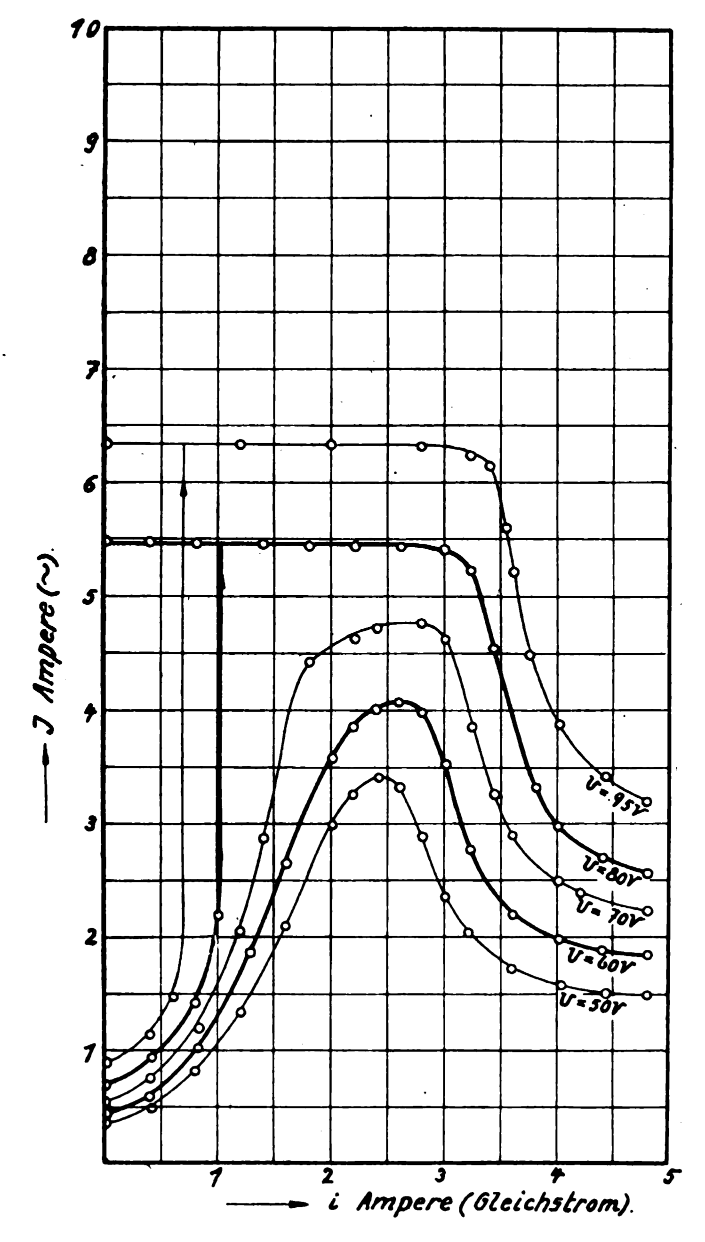


Fig. 14.

zeigen diejenigen von Fig. 14 einen flacheren Verlauf und, wie zu erwarten, in den Resonanzpunkten einen geringeren Strom. Außerdem sind die Kippstellen zweiter Art vollkommen verschwunden. Ein Vergleich der Figuren von Fig. 13 und 14 berechtigt wohl zu dem Schluß, daß bei dem Kreis von Fig. 13 die Kippstellen zweiter Art, die für die Steuerung hauptsächlich in Frage kommen, noch ausgesprochener gewesen wären, wenn eine Spule mit geringeren Eisenverlusten (dünnere und legierte Bleche) als dort zur Verwendung hätte kommen können.

§ 4. Einfluß von eisenfreier Selbstinduktion.

Um den Einfluß von eisenfreier Selbstinduktion kennen zu lernen, wurde in den Kreis eine eisenfreie Spule L_o von 0,021 H mit einem Gleichstromwiderstand von 0,85 Ohm eingeschaltet. Die Kapazität betrug $4\,\mu F$. Besonderer Vorschaltwiderstand R war nicht vorhanden. Die Ergebnisse der Messung sind in Fig. 15 dargestellt.

Die Kurven haben im wesentlichen denselben Charakter wie diejenigen von Fig. 13 für einen Schwingungskreis ohne eisenfreie Selbstinduktion, aber die Bedingungen für die Steuerung eines solchen Schwingungskreises durch einen überlagerten Gleichstrom sind entschieden ungünstiger geworden. Zwar hat sich die prozentische Änderung des Wechselstroms an den Kippstellen nicht erheblich geändert, aber der horizontale Abstand zwischen dem Sprung nach oben und dem nach unten und damit die Änderung der Gleichstrom-Magnetisierung, die zur Steuerung notwendig ist, ist erheblich größer geworden. Das ist verständlich, wenn man bedenkt, daß die Gleichstrom-Magnetisierung nur die Induktivität der Eisenkernspule, dagegen nicht diejenige der eisenfreien Spule beeinflußt. Bei einer bestimmten Änderung der Gleichstrom-Magnetisierung wird also die prozentische Änderung der gesamten Induktivität des Kreises kleiner.

Daß die Sprünge erster Art in diesem Falle nach oben und unten erfolgen können (vgl. die Kurve für 85 Volt Klemmenspannung) sei nur erwähnt.

§ 5. Resonanzkurven.

Die Kurven wurden alle bei einer Klemmenspannung von 50 Volt an einem Schwingungskreis aufgenommen, der $10\,\mu F$ Kapazität und weder eisenfreie Selbstinduktion noch besonderen Vorschaltwiderstand enthielt. Variiert wurde bei den einzelnen Kurven nur die Gleichstrom-Magnetisierung, deren Einfluß möglichst klar zum Ausdruck gebracht werden sollte. Die Kurven, die in Fig. 16 zusammengestellt sind, zeigen alle diejenigen Eigentümlichkeiten, die Schunck und Zenneck für Resonanzkurven bei Schwingungskreisen mit überlagerter Gleichstrom-Magnetisierung, allerdings unter der Annahme einer konstanten Gleichstrom-Magnetisierung, aber verschiedener Klemmenspannung, berechnet haben.

Man kann drei Typen von Resonanzkurven unterscheiden.

1. Die erste bei geringer Gleichstrom-Magnetisierung unterscheidet sich wenig von dem in Fig. 7 dargestellten Fall reiner Wechselstrom-Magnetisierung. Vor dem Resonanzpunkt steigt der Strom langsam an, nach Überschreiten desselben kippt er auf einen sehr geringen Wert. Ein Beispiel für diese Type ist die Kurve für die Gleichstrom-Magnetisierung $i = 0{,}5$ Amp.

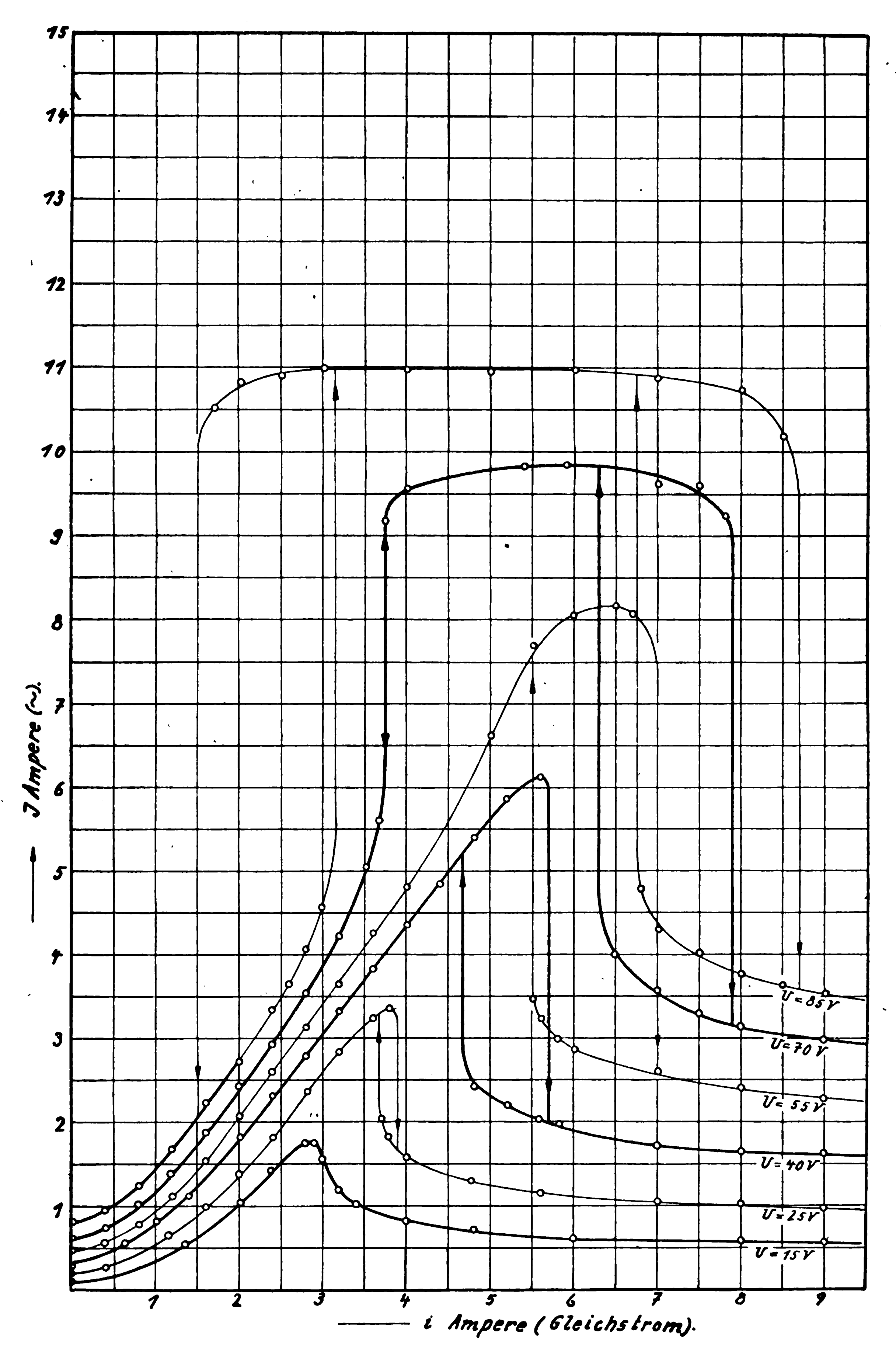
2. Bei mittelstarker Gleichstrom-Magnetisierung steigt der Strom vor dem Resonanzpunkt zuerst rascher, dann langsam an. Oberhalb des Resonanzpunktes verschwindet die Kipperscheinung ganz oder nahezu. Ein Beispiel für diesen Fall bietet die Resonanzkurve der Gleichstrom-Magnetisierung $i = 1{,}2$ Amp.

3. Bei starker Gleichstrom-Magnetisierung, wie sie z. B. die Kurve für $i = 1{,}8$ Amp. darstellt, tritt die Kipperscheinung an dem aufsteigenden Ast der Resonanzkurve auf, während der absteigende Ast verhältnismäßig wenig steil verläuft.

Bemerkenswert an den Resonanzkurven der zweiten Art ist das Auftreten fast vertikaler Teile (vgl. die Kurve für $i = 1{,}2$ Amp.[7]). Schunck und Zenneck haben schon betont, daß solche Stellen die Möglichkeit geben,

[7]) noch günstiges würde nach den Kurven von Fig. 16 eine etwas stärkere Gleichstrom-Magnetisierung sein.





15
14
13
12
11
10
9
8
7
6
5
4
3
2
1
J Ampere (~).
1
2
3
4
5
6
7
8
9
i Ampere (Gleichstrom).
U = 85 V
U = 70 V
U = 55 V
U = 40 V
U = 25 V
U = 15 V

Fig. 15.

einen Wechselstrom-Generator auf die entsprechende Frequenz festzunageln, wenn man dafür sorgt, daß die Leistung des Motors mit steigender Frequenz abfällt. Als eine Andeutung dieser Stabilisierung war es schon zu betrachten, daß man bei Aufnahme der Kurven in den Figuren 11, 12, 13 und 16 bei einigen Kippstellen bis scharf an den Sprung nach größeren Stromwerten Messungen vornehmen konnte, während vor dem Sprung nach kleineren Stromwerten der Kreis äußerst labil war. Der Frequenzmesser zeigte im ersten Fall die Frequenz sehr rein an, während im zweiten Fall mehrere benachbarte Zonen gleichzeitig zum Schwingen kamen.

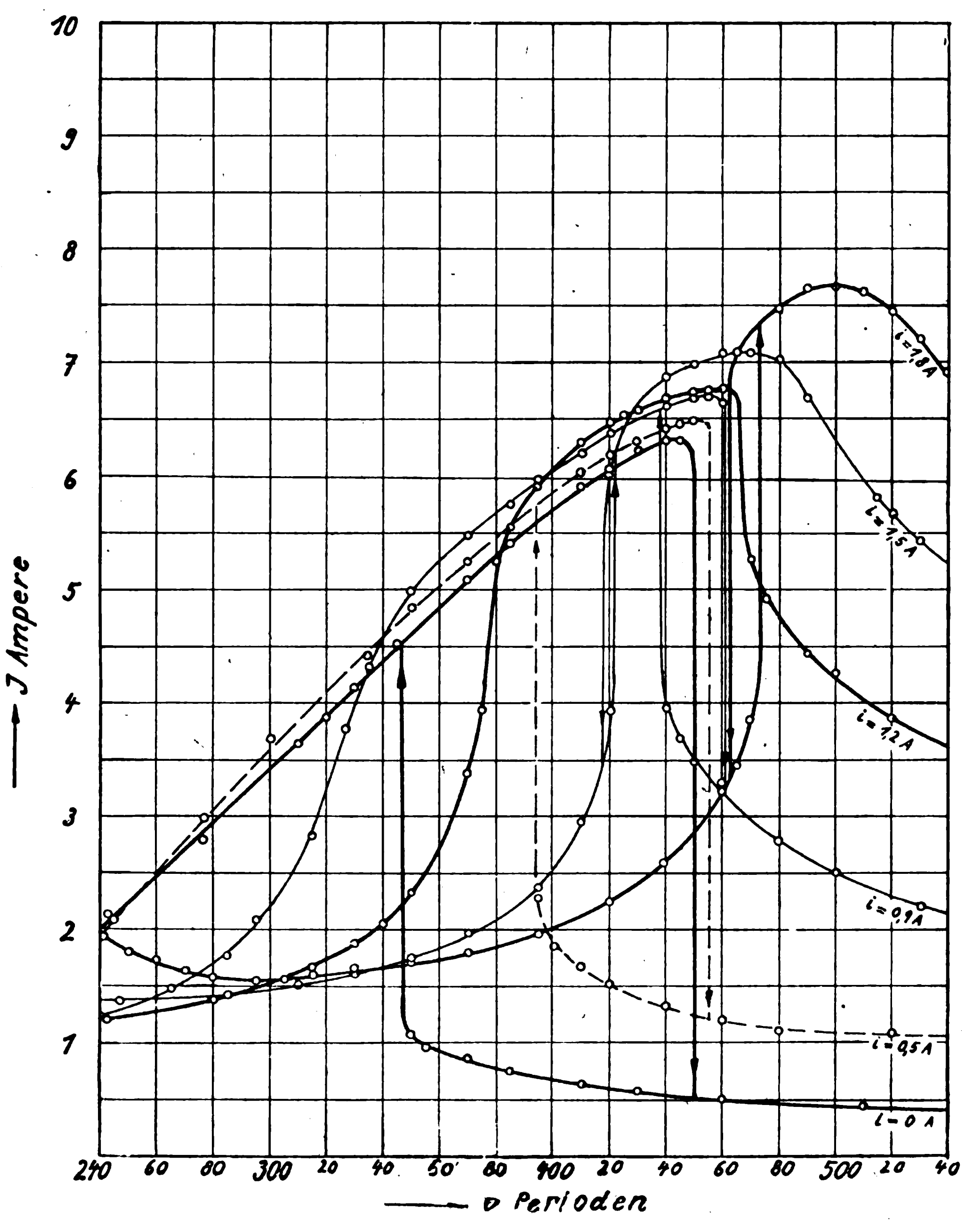


Fig. 16.

III.

Der zeitliche Verlauf des Wechselstroms.

§ 1. Die Versuchsanordnung.

Für die Ermittlung des zeitlichen Verlaufs des Stromes kam nur die Braunsche Röhre und auch diese nur in einer Anordnung in Frage, bei der auf dem Schirm der Röhre eine feststehende Figur entsteht. Eine solche bekommt man, wenn man (Fig. 17) den Schirm durch zwei Ablenkungsspulen S' und S'' zu beiden Seiten der Röhre schickt und damit dem Fluoreszenzfleck auf dem Schirm der Röhre eine dem Strom proportionale, z. B. vertikale Ablenkung erteilt und gleichzeitig die beiden Ablenkungsplatten C' und C'' im Innern der Röhre an die Enden einer eisenfreien Spule L_0 mit möglichst geringem Widerstand anschließt, die sich im Stromkreis befindet. Die Platten werden so orientiert, daß das elektrische Feld zwischen ihnen horizontal verläuft und dem Fluoreszenzfleck der Röhre eine horizontale Ablenkung gibt, die der Spannung $-L_0 \frac{dJ}{dt}$ an der Spule L_0 merklich proportional wird. Aus der entstehenden Kurve kann durch rechnerische oder graphische Methoden der genaue zeitliche Verlauf des Stromes ermittelt werden[8]). Wo es nur darauf ankommt,

[8]) F. F. Martens, Verh. physik. Ges. 21, 65, 1919; F. F. Martens u. G. Zickner, dieses Jahrb. 15, 276, 1920. — G. Joos u. E. Mauz, dieses Jahrb. 19, 268, 1922.



festzustellen, welche Harmonischen im Strom vertreten sind und in welchem Verhältnis sie zur Grundschwingung stehen, können vorteilhaft die Kurven bzw. Beziehungen benützt werden, die wir kürzlich in diesem Jahrbuch angegeben haben [9]).

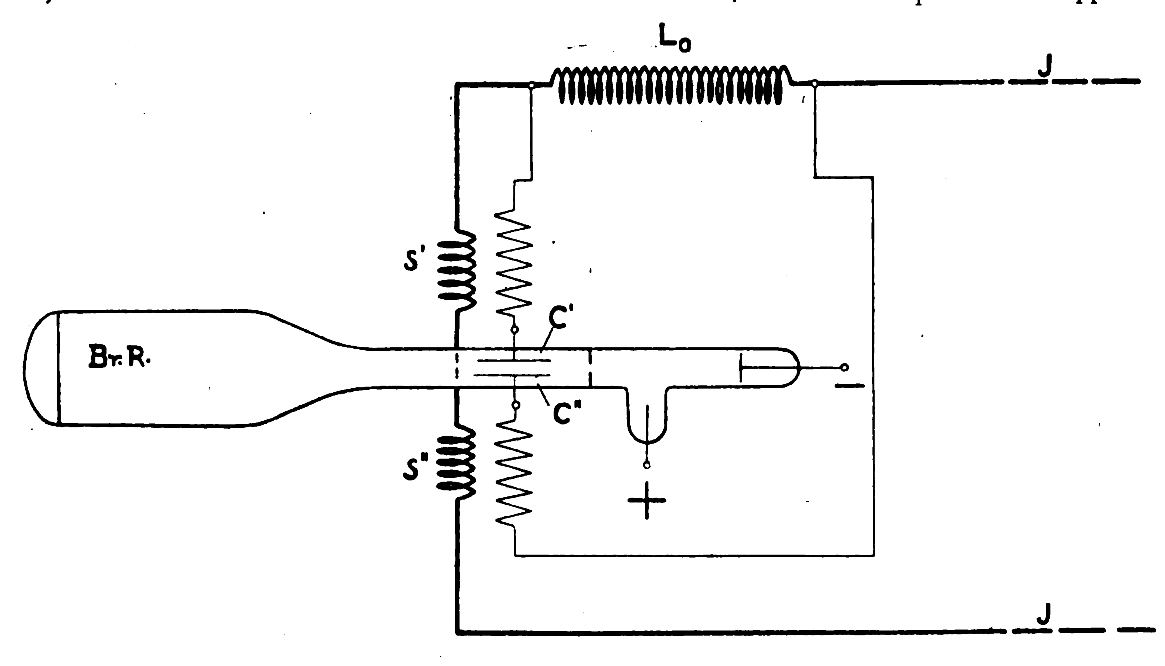


Fig. 17.

§ 2. Der Stromverlauf bei reiner Wechselstrom-Magnetisierung.

Der Kreis, mit dem die Aufnahmen gemacht wurden, besaß eine Kapazität von $5\,\mu F$ und die auch bei den bisherigen Versuchen benützte Eisenkernspule L_e. Im Kreis befanden sich außerdem zwei Ablenkungsspulen S' und S'' mit ganz geringer Induktivität und außerdem die eisenfreie Spule L_0, die eine Induktivität von $0{,}006\,H$ hatte. Ein besonderer Vorschaltwiderstand war nicht vorhanden. Die Stromspannungscharakteristik dieses Stromkreises bei einer Frequenz von 480/sek. wurde aufgenommen und in Fig. 18 (Kurve $i = 0\,A$) reproduziert.

Untersucht wurden die Punkte P_1, P_2, P_3, P_4 der Charakteristik, von denen P_1 vor der Kippstelle, die übrigen hinter der Kippstelle, P_2 nahe der Resonanzstelle, liegen. Die Kurven, die sich für die vier Punkte ergaben, sind in den Figuren 19—22 (s. Tafel) reproduziert. Eine nähere Untersuchung zeigt, daß es sich bei allen um die Grundschwingung und die dritte Harmonische handelt, und zwar ist das Verhältnis der Amplitude der dritten Harmonischen zu derjenigen der Grundschwingung in Fig. 19 20%, in Fig. 20 23%, in Fig. 21 25%, und in Fig 22 26%. Die Phase der dritten Harmonischen ist in den Punkten P_2, P_3 und P_4, d. h. also hinter der Kippstelle so, daß die dritte Harmonische zu gleicher Zeit ihren Maximalwert erreicht wie die

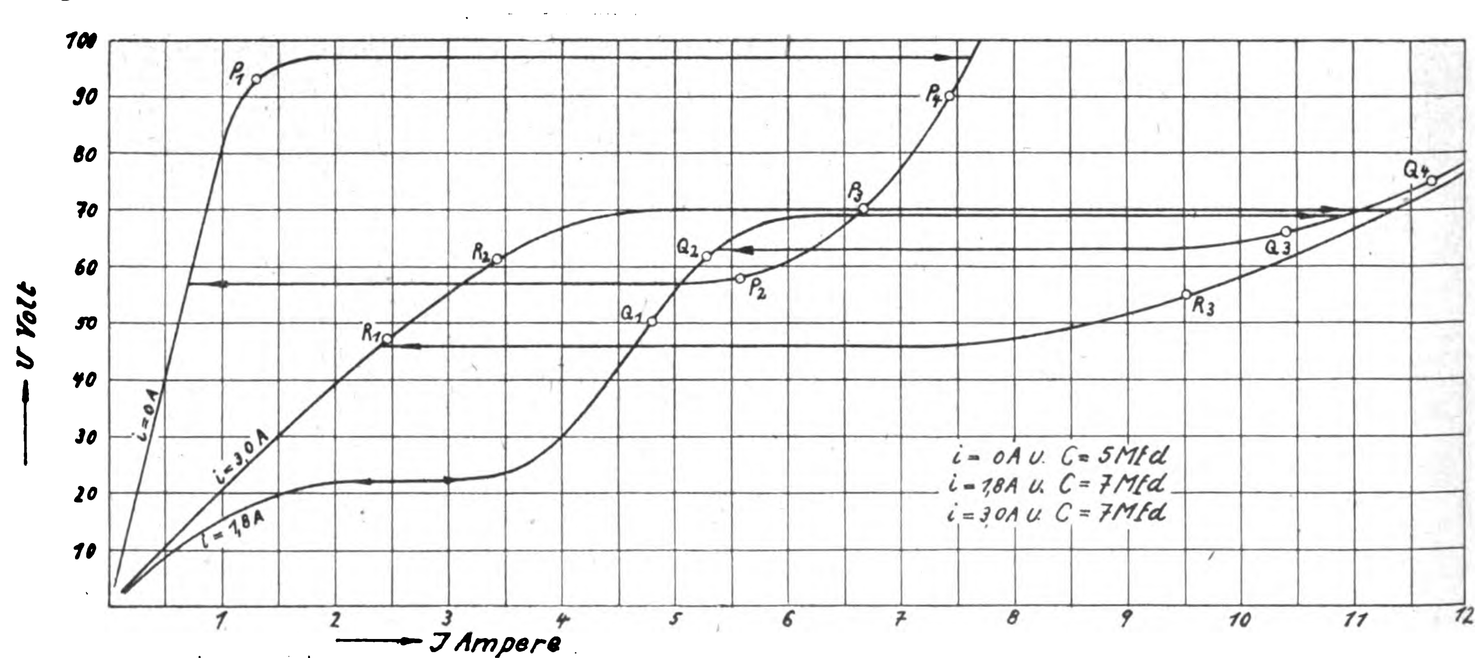


Fig. 18.

[9]) L. Casper, H. Hubmann u. J. Zenneck, d. Jahrb. 23, 32, 1924.



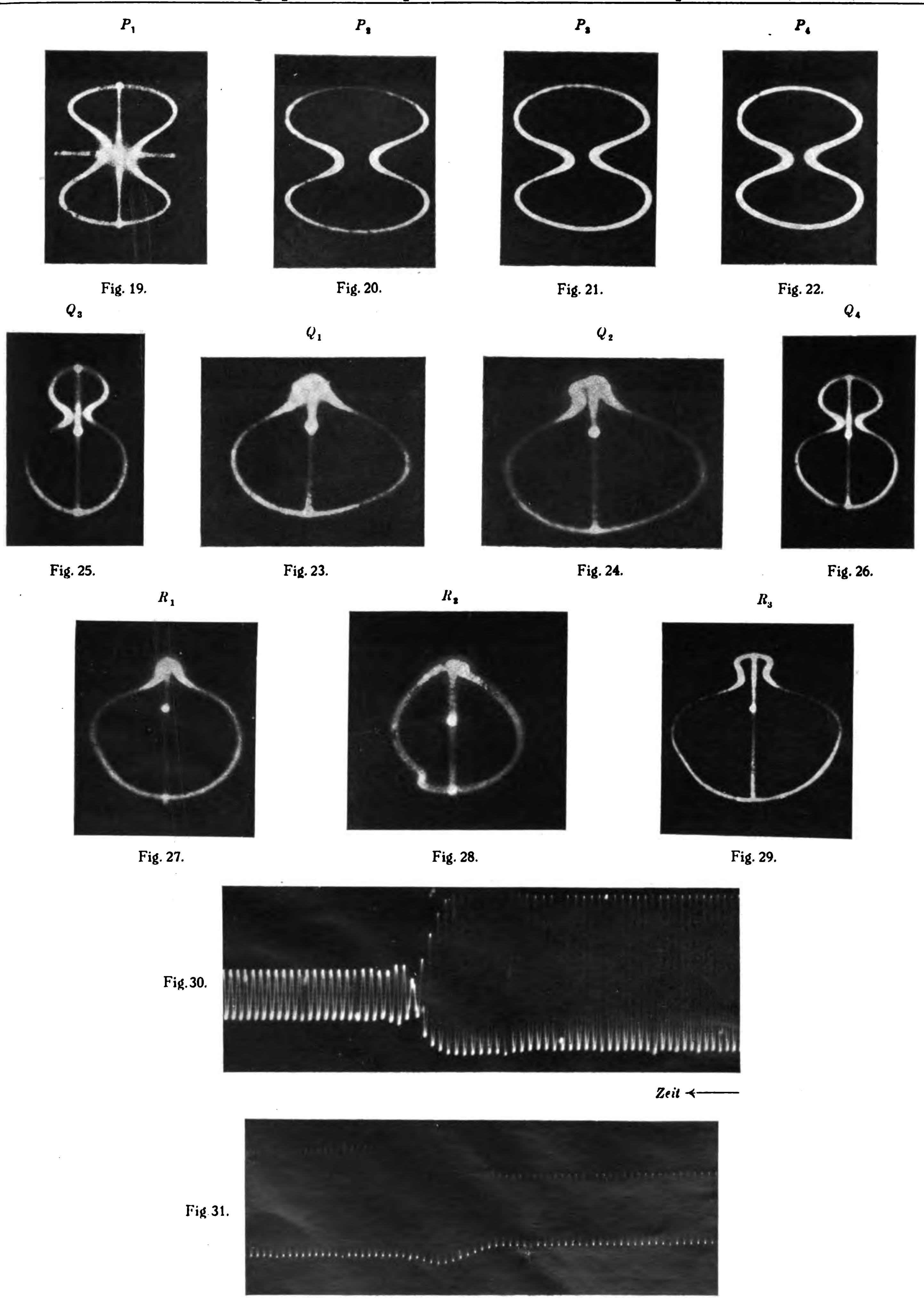


Fig. 19. Fig. 20. Fig. 21. Fig. 22.

Fig. 25. Fig. 23. Fig. 24. Fig. 26.

Fig. 27. Fig. 28. Fig. 29.

Fig. 30.

Fig. 31.

Verlag von M. Krayn, Berlin W 10

Zum Aufsatz Casper, Hubmann, Zenneck: Experimentelle Untersuchungen über Schwingungskreise mit Eisenkernspulen.

Grundschwingung, während in dem Punkt P_1 vor der Kippstelle die Phase etwas verschoben ist.

Die Fig. 20, die sich auf den Punkt P_2 in unmittelbarer Nähe der Resonanzstelle bezieht, bestätigt, daß selbst in unmittelbarer Nähe der Resonanz der Strom in einem solchen Kreise mit Eisenkernspule nicht als sinusförmig betrachtet werden kann.

§ 3. Der Stromverlauf bei überlagerter Gleichstrom-Magnetisierung.

Der Stromkreis, für den der Stromverlauf untersucht wurde, besaß eine Kapazität von $7\,\mu F$, unterschied sich aber sonst von demjenigen in § 2 nur dadurch, daß durch die zweite Wicklung der Eisenkernspule L_e in Fig. 1 Gleichstrom hindurchgeschickt wurde. Die Aufnahmen wurden gemacht bei einem Gleichstrom von 1,8 Amp. und einem solchen von 3 Amp.; die diesen Stromstärken entsprechenden Stromspannungs-Charakteristiken sind in Fig. 18 wiedergegeben.

1) $i = 1{,}8$ Amp.

Aufgenommen wurde der Stromverlauf für die Punkte Q_1, Q_2, Q_3, Q_4 von Fig. 18, von denen Q_1 und Q_2 vor der Kippstelle, Q_3 und Q_4 hinter derselben und zwar Q_3 nahe dem Resonanzpunkt liegen. Die Strombilder, welche die in § 1 beschriebene Methode lieferte, sind diejenigen von Fig. 23—26. Eine Analyse derselben ergibt in allen Fällen das Vorhandensein einer zweiten und dritten Harmonischen und zwar beträgt das Verhältnis der Amplitude der zweiten Harmonischen zu derjenigen der Grundschwingung in Fig. 23 etwa 29%, in Fig. 24 33%, und in den Figuren 25 bzw. 26 13 bzw. 12,5%. In den Punkten hinter der Kippstelle ist also die zweite Harmonische schwächer vertreten, dafür ist aber dort die dritte Harmonische stärker.

2) $i = 3{,}0$ Amp.

Aufnahmen wurden gemacht für die Punkte R_1, R_2 und R_3 der Charakteristik von Fig. 18, von denen R_1 und R_2 vor, R_3 hinter der Kippstelle liegen. Die entsprechenden Strombilder zeigen die Fig. 27—29. Ihre Analyse ergibt wieder eine zweite Harmonische neben der dritten und zwar ist ganz ungefähr das Verhältnis der Amplitude der zweiten Harmonischen zu derjenigen der Grundschwingung für den Punkt R_1 35%, für den Punkt R_2 16% und für den Punkt R_3 26%. Entsprechend der höheren Gleichstrom-Magnetisierung ist die Amplitude der zweiten Harmonischen gestiegen. Auffallend ist der Verlauf der Kurve 28 für den Punkt R_2 unmittelbar vor der Kippstelle; sie enthält neben der Grundschwingung und der zweiten Harmonischen eine stark in Phase verschobene dritte Harmonische.

Im allgemeinen läßt sich sagen, daß die Gleichstrom-Magnetisierung, wie von vornherein zu erwarten, das Auftreten einer zweiten Harmonischen zur Folge hat, die im allgemeinen umso stärker ausfällt, je stärker die Gleichstrom-Magnetisierung im Verhältnis zur Wechselstrom-Magnetisierung ist. Sinusförmig ist der Strom auf keinen Fall. Wenn die theoretischen Resultate von Schunck und Zenneck trotz ihrer Annahme eines sinusförmigen Stromes die wirklichen Verhältnisse bezüglich der Stromspannungs-Charakteristiken und der Resonanzkurven so gut wiedergeben, so ist der Grund wohl einfach der, daß die Stromspannungs-Charakteristiken und Resonanzkurven sich immer nur auf die Effektivwerte der in Betracht kommenden Größen beziehen und daß auf diese das Vorhandensein einer selbst ziemlich kräftigen Harmonischen nur einen verhältnismäßig geringen Einfluß ausübt.

§ 4. Momentaufnahmen an den Kippstellen.

Mit Rücksicht auf die Möglichkeit, die Kippstellen zweiter Art zur Gleichstromsteuerung des Stromes im Schwingungskreis auszunützen, wurde noch der Stromverlauf beim Kippen in der einen oder anderen Richtung untersucht. Die Aufnahmen wurden in der Weise gemacht, daß durch den Strom in den zwei Ablenkungsspulen S' und S'' (Fig. 17) der Fleck der Braunschen Röhre in vertikaler Richtung abgelenkt und auf eine in horizontaler Richtung rasch vorbeigezogene Platte photographiert wurde. Der Stromkreis war derselbe wie bei den früheren Versuchen; er enthielt aber neben der Eisenkernspule L_e als eisenfreie Spulen nur die beiden Ablenkungsspulen S' und S''. Seine Kapazität war $7\,\mu F$, die Frequenz mit der gearbeitet wurde, 490/sek.

Es wurden folgende zwei Aufnahmen gemacht:

1. Fig. 30: Sprung auf geringere Stromwerte, Klemmenspannung $V = 40$ Volt, Gleichstrom $i = 2{,}7$ Amp.
2. Fig. 31: Sprung auf höhere Stromwerte, Klemmenspannung $V = 40$ Volt, Gleichstrom $i = 2{,}5$ Amp.

In beiden Fällen ist der stationäre Zustand im Schwingungskreis nach spätestens 12 Perioden (0,024 Sek.) erreicht. Es treten während des Kippens von höheren zu niederen Stromwerten keine, während des Kippens im entgegengesetzten Sinn nur ganz geringe Überspannungen auf.

Zusammenfassung.

Der Kreis, mit dem die experimentellen Untersuchungen ausgeführt wurden, war ein Kondensatorkreis, in den ein Wechselstrom-Generator von ca. 500 Per./sek. eingeschaltet und dessen Selbstinduktion ganz oder überwiegend durch eine Spule mit geschlossenem Eisenkern gebildet war. Dem Eisenkern konnte eine Gleichstrom-Magnetisierung überlagert werden. Untersucht wurden:

1. Die Stromspannungs-Charakteristiken und zwar einmal bei reiner Wechselstrom-Magnetisierung des Eisenkerns und dann bei einer auf den Eisenkern überlagerten Gleichstrom-Magnetisierung.
2. Die Resonanzkurven des Schwingungskreises, d. h. die Abhängigkeit des Wechselstroms im Schwingungskreis von der aufgedrückten Frequenz bei konstanter Klemmenspannung. Die Untersuchungen bezogen sich auch hier sowohl auf den Fall reiner Wechselstrom-Magnetisierung als auf denjenigen überlagerter Gleichstrom-Magnetisierung.
3. Für den Fall der überlagerten Gleichstrom-Magnetisierung wurde geprüft, wie sich bei konstanter Klemmenspannung und konstanter Frequenz der Wechselstrom des Kreises in Abhängigkeit vom magnetisierenden Gleichstrom ändert.
4. Der zeitliche Verlauf des Stromes wurde mit der Braunschen Röhre in zwei Fällen untersucht und zwar:
   a) die Form des Stromes während einer Periode im stationären Zustand.
   Es ergab sich, daß der Strom weder bei Überlagerung einer Gleichstrom-Magnetisierung noch ohne eine solche sinusförmig war, auch dann nicht, wenn man in unmittelbarer Nähe der Resonanzstellen arbeitete, sondern daß er stets eine dritte Harmonische, bei Überlagerung einer Gleichstrom-Magnetisierung auch noch eine zweite besaß.
   b) der zeitliche Verlauf der Amplitude beim Kippen des Stromes nach höheren oder niederen Werten.

München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.
Eingegangen 22. April 1924.



Transatlantischer Rahmen-Schreibempfang.

Von **Otto Schade.**

Die Fig. 1 zeigt einen Rahmenempfänger für große Reichweiten behelfsmäßig zusammengestellt. Aus der Figur sind die einzelnen Teile gut zu ersehen. *R* ist der quadratische Rahmen von 1 m Seitenlänge. Der Rahmen hat 30 Win-

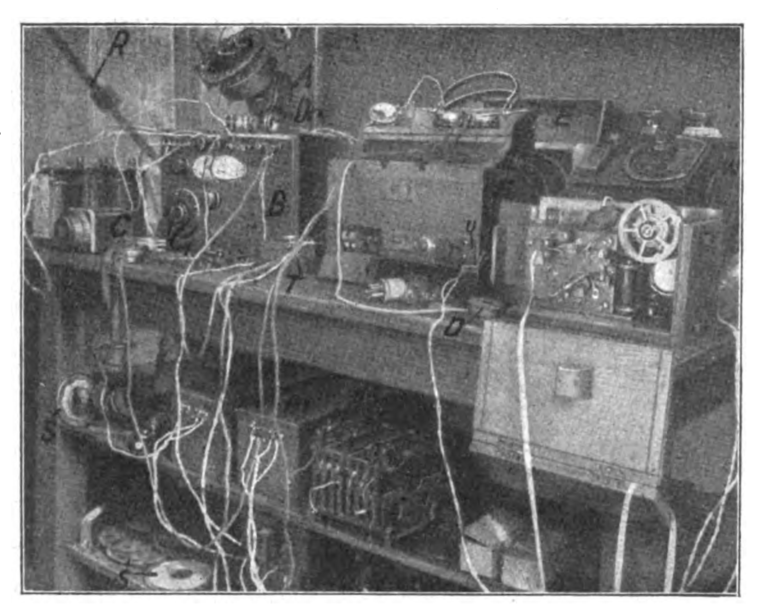


Fig. 1.

dungen. Die Verlängerung zur Aufnahme von Wellen von 8000 bis 30 000 m wird durch eine nicht sichtbare, im Empfänger *B* eingebaute Verlängerungsspule bewirkt. Es ist dies eine Flachspule, wie sie unten im Tisch mit *S* bezeichnet sind (Spider Webb). C_1 ist der Rahmen-Abstimmkondensator. Im Empfänger *B* befinden sich die erste und zweite Röhre (Überlagerungsröhre und Detektorröhre). Unten in der Mitte vor dem Empfänger ist der Ableitungswiderstand für die Detektorröhre zu sehen. Die Spulen *Dr* auf dem Empfänger sind Drosselspulen. Diesen Drosselspulen ist der Kondensator *C* parallel geschaltet, so daß sich ein Schwingungskreis ergibt, welcher von etwa 8000 bis 30 000 m abgestimmt werden kann (Sperrkreis). Der Transformator *T* ist ein Teil einer Siebkette. Der übrige Teil ist auf der Figur nicht zu sehen. *E* ist ein Niederfrequenzverstärker mit zwei Doppelgitterröhren (Röhre 3 und 4. *F* ist ebenfalls ein Niederfrequenzverstärker von zwei Röhren, von denen jedoch nur eine eingeschaltet wurde (Röhre 5). Im unteren Teil des Niederfrequenzverstärkers wurden die beiden Gleichrichterröhren 6 und 7 eingebaut (nicht zu sehen). Links unten sind die beiden Relais I und II zu sehen. Der Umschalter *U* gestattet, diese Relais direkt auf den Morseschreiber zu schalten (vgl. Fig. 2) oder aber auf die neben dem Umschalter ersichtliche Fallklappe, vermittels deren ein Wecker eingeschaltet werden kann. Hinter dem Morseschreiber befindet sich der Wellenmesser *W*. Die Drosselspule *D* ist für kleinere Wellen; abgestimmt auf die Welle 2500—2800 m zwecks Konzertempfang. Vor dem Verstärker *F* liegt eine der benutzten Doppelgitterröhren. Im oberen Fach des Tisches stehen die beiden Anodenbatterien *A1* und *A2* von 20 Volt. Rechts daneben ein nicht benutztes Kopplungsvariometer für Sendezwecke, darunter die Heizbatterie *H*. Rechts daneben die Vorspannungsbatterie für die Gleichrichterröhren.

An Stelle des Rahmens *R* konnte die Sekundärspule des Kopplungstransformators *A* benutzt werden; diese besitzt einen Durchmesser von 14 cm. Mit dieser Spule als Rahmen war noch ein guter Hörempfang ausländischer Telegramme möglich. Fig. 3 gibt ein Beispiel eines aufgenommenen Telegrammes. Das Telegramm wurde von einem Maschinensender der Station New-Brunswik (Nordamerika) 200 Buchstaben je Minute auf Welle 13 600 m gegeben und ist für Danzig bestimmt. Das Anrufzeichen der Station New-Brunswik ist *WJJ*. Das Telegramm ist teilweise chiffriert.

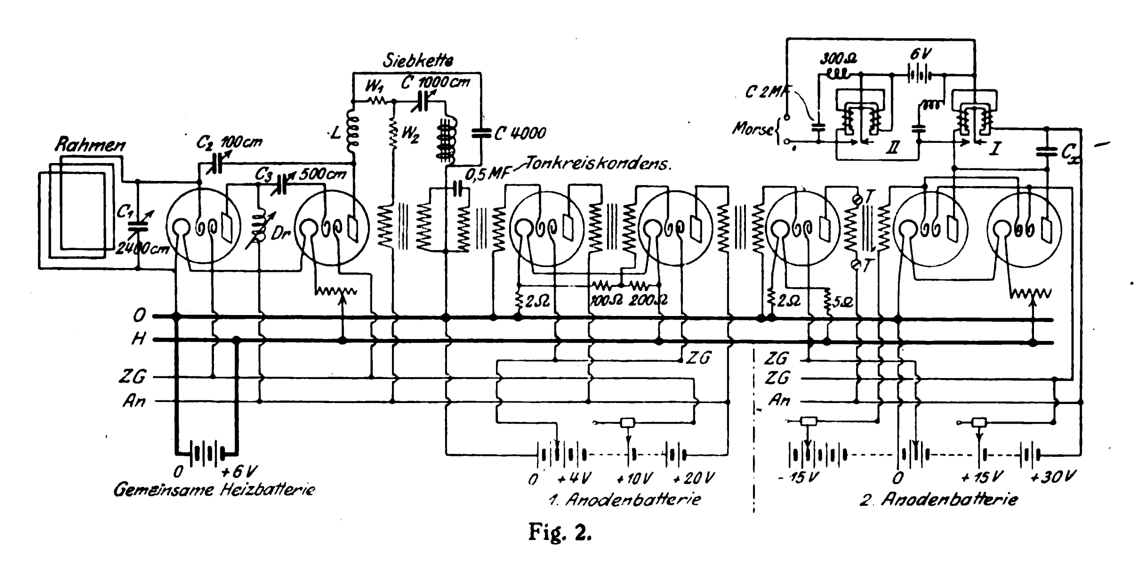


Fig. 2.



s a b u m o s u o f ve 5 a n p r 5 2 0 / Danzig
3 1 / Lazard / ny / / a u m i t s t e a d / zahlt / unseren
gunsten / 3 0 0 0 0 / Dollar / stop
vergütet / erving / columbia / New York
gunsten / Bank / z y e d n o c z o W i i W i i d
k b k W i i d k i (nochmals geben (?)
Columbia / New York / gunsten / Bank
z y e d n o c z o n a c h / k o o p e r a t y w /
m a r s c h a e t / 2 6 0 0 0 / Dollar / und
Schiff / Chicago / gunsten / Rorestbank
3 5 0 0 / Dollar / Auftrags / b r y w u t
3 8 / / gerugia / ve
Maschinentelegramm 200 Buchstab. pro Min.
von Station New-Brunswik (Nord-Am.) Wii $\lambda = 13600$ m.
Aufgenommen m. Rahmen 1 m² 30 Wdg. (Zusatzspulen)
L O N G O V I C A / R I O DE J A N E I R O /

Fig. 3.

Die in Fig. 1 wiedergegebene Zusammenstellung ist verhältnismäßig ungünstig, jedoch konnte ein besserer Zusammenbau des Apparates besonderer Umstände halber nicht stattfinden. Mit dieser Anordnung konnte bei Verwendung einer abgestimmten Drosselspule *Dr* (Sperrkreis) ein Überlagerungsempfang bis herunter auf die Welle von 400 m durchgeführt werden! Kleinere Wellen sind mit dieser Schaltung nicht aufzunehmen. In einem späteren Aufsatz werden genauere Einzelheiten für den Zusammenbau des Rahmenempfängers nebst mehrere Schaltungen für große und kleine Wellenlängen angegeben werden.

Die Aufnahmen fanden in Elberfeld statt.

Referat.

George W. Pierce. Über die Eichung von Wellenmessern mit piezoelektrischen Kristallen (Proc. Amer. Acad. of Arts and Sciences **59**, 79—106, Nr. 4, Okt. 1923).

Die Benutzung der mechanischen Schwingungsfrequenzen piezoelektrischer Kristalle als Frequenznormalien elektromagnetischer Schwingungen ist zuerst von W. G. Cady (Proc. Inst. Radio Engineers **10**, 83, 1922) angeregt worden. Auf diese Anregung hin benutzte der Verfasser die Eigenschaften piezoelektrischer Mineralien zur Eichung von Wellenmessern. Mit einer gegenüber Cady geänderten Versuchsanordnung wurden ungedämpfte elektrische Schwingungen hergestellt, deren Frequenz allein durch die des Kristalls bedingt ist. Unter Ausnutzung der Oberschwingungen läßt sich so ein Wellenmesser innerhalb des Bereiches von 50 bis 50 000 m mit einer Genauigkeit von etwa 1‰ eichen.

Piezoelektrischer Oszillator.

Als piezoelektrischer Oszillator dient hier eine Quarzplatte von 0,5 m Dicke und $4{,}5 \times 7$ cm Größe, die in einem Hartgummirahmen unter leichtem Druck zwischen zwei Messingelektroden liegt. Im Anodenkreis der Röhre (Fig. 1) liegt ein Widerstand von 30 000 Ohm oder eine Selbstinduktion, die größer als 10 mH ist. Parallel zu dem Telephon oder Tonfrequenzverstärker liegt ein Kondensator von etwa 1000 cm Kapazität. Zwischen Gitter und Heizdraht ist ein Widerstand von einem Megohm und zwischen Gitter und Anode der Piezoquarz geschaltet. Die Anordnung ergab ungedämpfte Schwingungen von 714,9 m Wellenlänge (419 650 Hertz). Diese Frequenz ist wahrscheinlich durch die mechanischen Schwingungen der Kompressionselastizität bedingt. Innerhalb eines Temperaturbereiches von 8° bis 24° C ändert sich die Frequenz nicht mehr als 0,03%.



Eine Zunahme des Druckes auf die Quarzplatte um 2 kg bewirkte keine merkbare Frequenzverschiebung. Änderungen in den elektrischen Größen des Kreises hatte auf die Frequenz keinen größeren Einfluß als 0,03%.

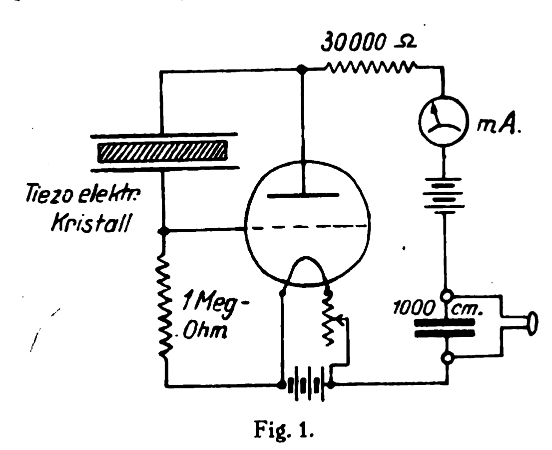


Fig. 1.

Die Eichung des Wellenmessers.

Ein besonderer, kleiner Röhrensender wird so eingestellt, daß seine Schwingung oder eine der Oberschwingungen mit der Grundschwingung des piezoelektrischen Oszillators oder einer seiner Oberschwingungen Schwebungen ergibt, die mit Lautsprecher zur Vermeidung von kapazitiven Störungen bei Benutzung von Kopftelephonen beobachtet werden. Der Wellenmesser steht so weit vom Sender, daß der Messer keine wesentliche Rückwirkung hervorruft, er wird erst nach Einstellung von Hilfssender und Oszillator geschlossen und in Resonanz gebracht. Letztere wird entweder nach der Schwebungsmethode oder durch geringe Abnahme des Sender-Gitterstromes festgestellt.

Die Bestimmung der Resonanzfrequenzen erfolgt durch Beobachten der Schwebungen, wenn eine Oberschwingung des Senders (bis zur 70. Oberschwingung ist beobachtet worden) mit einer des piezoelektrischen Oszillators (bis zur 29. ausgenutzt) nahezu übereinstimmt. Ist n das Verhältnis der Wellenlänge des Senders zu der des Oszillators, so kann man für kleine Werte von $n = 1, 2, {}^1/_2, {}^1/_3$ aus der Intensität der Schwebungen auf die Größe der Oberschwingungen schließen. Bei komplizierteren Resonanzverhältnissen ist die Interpolationsformel

$$\lambda^2 = a\,C^0 + b \text{ oder } n^2 = \alpha\,C^0 + \beta$$

von Nutzen, wo λ = Wellenlänge des Senders
C^0 = Teilung am Wellenmesser-Kondensator,
n = Verhältnis der Wellenlänge des Senders zu der des piezo-elektrischen Oszillators,
a, b oder α, β = Konstante, die für zwei einfache Werte von n (z. B. $n = {}^1/_3$ und $n = {}^1/_6$ berechnet werden.

Die Gleichung gilt natürlich nur in dem Bereich, wo die Kapazität mit der Gradteilung linear ansteigt. Die beobachteten und berechneten Werte von n^2 stimmen fast ausnahmslos bis auf wenigstens 0,2% überein, d. h. die Wellenlänge ergibt sich bis auf 0,1% genau aus der Grundgeschwingung des piezoelektrischen Oszillators. Den für die Eichung benutzten Bereich der Oberschwingungen zeigt folgende Tabelle. Nach der oben gegebenen Definition ist $n = p/q$, wo p und q ganze Zahlen sind, d. h. es hat die $p$te Oberschwingung des Senders die gleiche Frequenz wie die $q$te Oberschwingung des piezoelektrischen Oszillators. In der Tabelle entsprechen die Vertikalen den Werten von q und die Horizontalen den Werten von p. Sind die betreffenden Werte zu einer Eichung benutzt, ist an die Stelle ein x gesetzt:

p \ q	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
2	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
3	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
4	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x		x	
5	x	x	x	x	x		x		x	x	x	x	
6	x	x	x	x	x	x		x	x	x	x	x	
7	x	x	x	x	x	x	x			x	x	x	
8	x	x		x	x	x		x		x	x	x	x bis q = 29
9	x	x	x	x	x	x			x			x	
10	x	x	x	x	x	x	x	x		x		x	
11	x	x	x		x		x				x		
12	x	x	x	x		x		x	x	x		x	
13	x	x				x		x					x
14	x	x		x		x	x	x		x		x	
15	x	x	x		x	x	x		x	x		x	
16	x												
17	x												
18	x												
19	x												
"	"												
"	"												
70	x												

Der Bereich erstreckt sich von 50 bis 50 430 m, wobei die Grundschwingung des piezoelektrischen Oszillators nach folgender Methode festgelegt wurde.

Bestimmung des absoluten Wertes der Frequenz des piezoelektrischen Oszillators.

Zur Erzeugung einer bestimmten Frequenz diente eine Stimmgabel, die nach Fig. 2 mit einer Elektronenröhre und einem Mikrophon in Selbsterregung geschaltet war. Eine

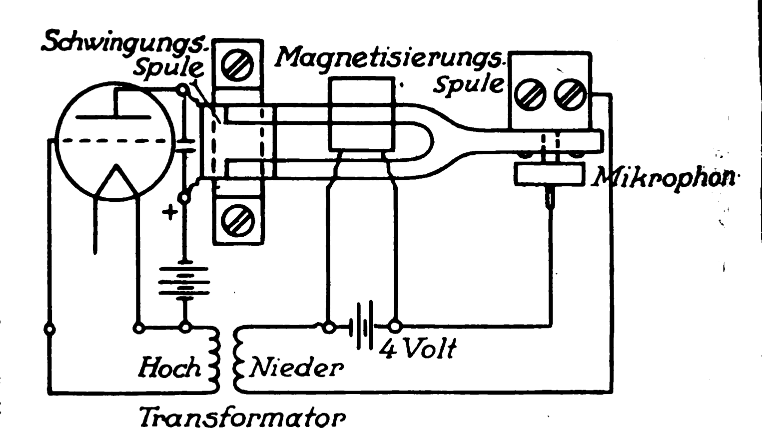


Fig. 2.

4 Volt-Batterie liegt in Serie mit dem Mikrophon und der Primärseite eines Transformators, dessen Sekundärseite mit dem Gitter und der Kathode der Elektronenröhre verbunden ist. Im Anodenkreis der Röhre liegt eine Batterie und eine Steuerspule von hohem Widerstand. Zu letzterer liegt ein Kondensator von 0,2 μF parallel. Durch Beobachtung der Schwebungen wurde der Sender auf die 6. Oberschwingung der Stimmgabel abgestimmt und dann der Wellenmesser in Resonanz gebracht. Dasselbe geschah mit den weiteren Oberschwingungen der Stimmgabel bis zur 13. Dann mußte

man die Schwebungen des Senders mit der Grundschwingung des piezoelektrischen Oszillators in dem mit der Stimmgabel festgelegten Bereich des Wellenmessers feststellen. Man erhält dann mit Hilfe des Wellenmessers die Grundschwingung des piezoelektrischen Oszillators in Bruchteilen der Grundschwingung F der Stimmgabel, nämlich zu $f = 421{,}3 \, . \, F$. Diese Stimmgabelschwingung ist gesondert auf zwei Methoden zu 996,1 ± 0,2 Schwingungen je Sekunde berechnet. Die Grundschwingung des Piezo-Quarzoszillators ist also $f_0 = 421{,}3 \cdot 996{,}1 = 419650$ per/sec. oder $\lambda_0 = 714{,}9$ m.

Piezoelektrische Oszillatoren und Resonatoren.

Parallelopidedische Quarzstückchen wurden in einen Hartgummirahmen eingebaut, so daß er zwischen zwei Metallelektroden leicht eingespannt werden konnte. Ein derartiger Resonator liegt parallel zu dem Kondensator eines Röhrenschwingungskreises. Ändert man jetzt den Abstimmkondensator, so hört man einen feinen Ton, einem Zirpen ähnlich, wenn die Periodenzahl der elektrischen Schwingung mit der Eigenschwingungszahl des Piezoquarzes übereinstimmt. Die Abstimmung kann mit großer Genauigkeit vorgenommen werden. Die folgende Tabelle enthält Angaben über eine Reihe von Kristallresonatoren. Die erste Kolonne enthält die Länge l des Kristalls, die zweite die Wellenlänge λ die der Eigenschwingung entspricht, und die dritte das Verhältnis von Wellenlänge zur Länge.

Länge l des Kristalls in mm	Wellenlänge λ in m	$\frac{\lambda \text{ m}}{l \text{ mm}}$
13,08	1451	111
12,90	1429	111
10,82	1214	112
10,11	1122	111
8,67	973,0	112
8,48	894,9	105
7,62	856,1	112
7,04	788,9	112
6,02	684,3	113
3,10	332,4	107

Das Verhältnis von λ/l hängt nur wenig von der Breite und Dicke des Quarzstückes ab. Es ist im Mittel 110. Hieraus ergibt sich die Schallgeschwindigkeit in Quarz bei den hohen Frequenzen zu etwa 5454 m/sec. ohne Berücksichtigung von erforderlichen Korrekturen. Es treten jedoch nicht allein solche elektro-akustische Schwingungen des Quarzes auf, bei denen nur ein Schwingungsknoten auftritt. Als Beispiel sind in folgender Tabelle, die den Quarzresonatorresonanzen entsprechenden Wellenlängen angegeben. Ob der Ton laut, mittel oder schwach war, ist durch ein l, m oder s angedeutet. Die Untersuchung ist nach kurzen Wellen hin nicht völlig durchgeführt.

Länge des Quarzes in mm.

	13,1	12,90	10,11	7,04
Wellenlänge in m	1450 l	1428,8 l	1121,9 l	788,9 l
	491,2 l	719,8 s	395,8 l	709,8 s
	351,0 l	485,7 l	362,5 s	697,4 s
	346,2 l	358,7 s	348,0 l	394,7 s
	342,9 s	355,9 l	335,8 s	355,3 s
	338,1 s	350,2 s	322,2 s	350,8 l
	334,1 m	283,1 s	255,3 s	347,6 s
	305,5 s	270,1 s	222,8 s	333,1 l
	284,9 l	258,6 s	212,3 s	327,9 s
	281,4 s	256,0 l	203,2 s	311,9 s
	270,9 s			276,9 m
	269,0 m			"
	265,8 l			154,8 l
	263,4 s			147,7

Man erhält beim piezoelektrischen Resonator eine Reihe von Obertönen, die aber nicht genau den harmonischen Obertönen der Grundschwingung entsprechen, da sie nicht ganzzahlige Bruchteile der Grundwellenlänge sind, während bei dem piezoelektrischen Oszillator ungedämpfte Schwingungen, deren Frequenzen genau ganzzahlige Vielfache der Grundschwingung sind. Eine Erklärung für diese Erscheinung wird nicht gegeben.

Man kann einen derartigen Oszillator auch zur Erzeugung zweier Frequenzen gleichzeitig benutzen. In einer Schaltung nach Fig. 1 wird in die Rückkopplung von der Anode zum Gitter in Serie mit dem Piezoquarz noch ein elektrischer Schwingungskreis (Selbstinduktion und Kondensator parallel geschaltet) gelegt. Man erhält dann gleichzeitig zwei Schwingungen, deren eine Frequenz durch den Kristall und deren andere durch den elektrischen Kreis bedingt ist. Beide Schwingungen sind ungedämpft. Ihre Frequenznähe erkennt man an den hörbaren Schwebungen.

E. Lübcke.

Patentschau.

Von H. Eales.

Empfangsanordnungen.

Röhrenempfangsschaltungen.

D.R.P. 377 275. Dr. A. Hänni in Zürich und Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 31. Oktober 1919 ab. Ausgegeben am 15. Juni 1923. Vielfachhochfrequenzverstärker, insbesondere zum Verstärken kleiner Wellen. Innerhalb einer jeden Verstärkungsstufe zwischen je zwei Röhren wird eine bestimmte feste Abstimmung eingestellt und diese Abstimmungen werden in passenden Abständen voneinander über den ganzen gewünschten Wellenbereich, innerhalb dessen der Kaskadenverstärker aperiodisch sein soll, verteilt. Die Abstimmungen zwischen den einzelnen Röhren sind dabei stufenweise von der ersten zur vorletzten Röhre für wachsende Wellenlängen gewählt, indem die abgestimmte Wellenlänge nach der ersten Röhre am kleinsten und die nach der vorletzten Röhre am größten ist. Anstelle der zwischen den Röhren befindlichen Anodendrosseln sollen dabei kapazitätsschwache Spulen geschaltet sein, deren Selbstinduktionen so klein gewählt sind, daß sie zusammen mit den Kapazitäten, die zwischen den Anschlußpunkten dieser Spulen im Apparat

vorhanden sind, und zusammen mit der Eigenkapazität die Abstimmungen für die einzelnen Stufen ergeben. Statt einer Spule können hinter jeder Röhre auch mehrere Spulen vorgesehen sein, die entsprechend den jeweils gewünschten Wellenbereichen ausgewählt werden können. Durch Verwendung eines Umschalters können dabei jeweils sämtliche zu einem Wellenbereich gehörigen Spulen gleichzeitig eingeschaltet werden.

D.R.P. 393 415. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 26. November 1920 ab. Ausgegeben am 4. April 1924. Zur Unterdrückung der Eigenschwingung bei Anordnungen, bei welchen zur Erzielung erhöhter Störbefreiung bzw. Selektivität die aufgenommene Empfangsenergie auf mehreren Wegen dem Indikatorkreis zugeführt wird, werden die die Energie führenden Zwischenkreise mit Mitteln zur Dämpfungsreduktion ausgestattet. Erfinder ist Dr. Emil Mayer in Berlin.

D.R.P. 386 993. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 14. Oktober 1917 ab. Ausgegeben am 20. Dezember 1923. Empfangsschaltung mit Vakuumröhre. Die Empfangsenergie wird hier ausschließlich dem Anodenkreis einer ein Gitter enthaltenden Vakuumröhre zugeführt. Parallel zum Gitter und zur Kathode ist dabei (siehe Fig. 1)

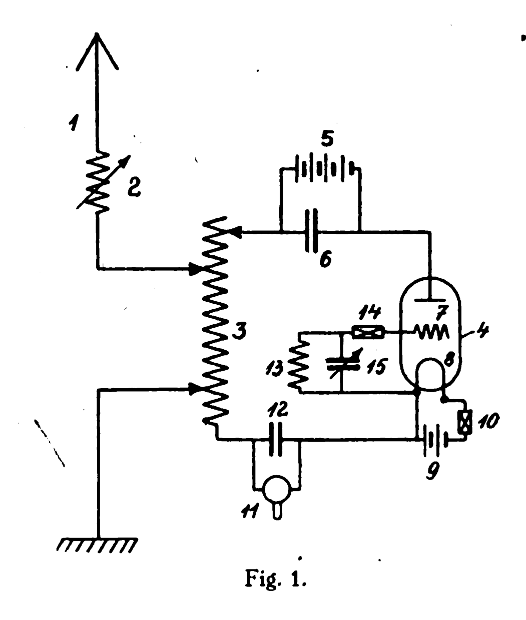


Fig. 1.

ein auf die ankommende Schwingung abgestimmter, auf den Anodenkreis nicht schaltungstechnisch rückgekoppelter Schwingungskreis (13, 15) vorzugsweise über einen hohen Ohmschen Widerstand (14) gelegt. Die benutzte Vakuumröhre kann zugleich als erste Röhre eines Mehrfachverstärkers benutzt werden. Zum Empfang ungedämpfter Schwingungen soll dabei ein Betriebszustand des Systems eingestellt werden, in welchem Eigenschwingungen auftreten, welche mit der ankommenden Empfangsschwingung in an sich bekannter Weise zur Interferenz gebracht werden.

D.R.P. 387 055. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin und Dr.-Ing. Ludwig Kühn in Charlottenburg. Patentiert vom 2. November 1917 ab. Ausgegeben am 27. Dezember 1923. Einrichtung zum verstärkten Empfang gedämpfter und ungedämpfter Schwingungen, bei welcher in einer Empfangsschaltung mittels Vakuumröhre im Anodenkreise ein nur Niederfrequenz führender Nebenzweig vorgesehen ist. Das Wesen der Erfindung besteht darin, daß bei dieser Schaltung aus diesem Zweige Empfangsenergie entnommen und dem Gitterkreis zugeführt wird.

D.R.P. 375 227. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin und Kurt von Wysiecki in Berlin-Schöneberg. Patentiert vom 9. März 1918 ab. Ausgegeben am 8. Mai 1923. Die Erfindung betrifft eine Schaltung für drahtlose Nachrichtenübermittlung unter Benutzung von Vakuumröhren. Erfindungsgemäß wird eine wesentliche Vereinfachung einer solchen Schaltung dadurch erreicht, daß der Gitter- und der Anodenkreis teilweise gemeinsam gemacht werden. Zu diesem Zwecke wird nach der Erfindung die Anode mit einem Zwischenpunkt des äußeren Schaltelements des Gitterkreises verbunden und so der Anodenkreis über einen

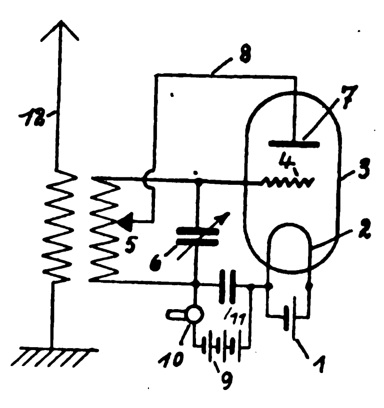


Fig. 2.

Teil des Gitterkreises geführt. Die Anode wird, wie in Fig. 2 dargestellt, vorzugsweise an einen Zwischenpunkt (5) der Gitterspule angeschlossen und diese Abzweigung von der Gitterspule veränderlich ausgebildet. Dadurch wird eine Rückkopplung ohne zusätzliche Gitterspule erreicht.

D.R.P. 380 626. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und Dr. Theo Volk in Berlin. Patentiert vom 6. November 1919 ab. Ausgegeben am 11. September 1923. Einrichtung zur Verstärkung elektrischer Schwingungen mittels Kathodenstrahlröhren. Das Wesen besteht darin, daß der Eingangskreis des Verstärkers in Reihenschaltung mit der Strecke Gitter-Kathode des Verstärkers und untereinander eine Selbstinduktion, eine Kapazität und ein aperiodisches, ventilartig wirkendes Element enthält, wobei parallel zu dem letzteren ein Aufnahmekreis für die ankommenden Schwingungen zweckmäßig mit veränderlicher Kopplung geschaltet sein kann.

D.R.P. 380 627. David G. McCaa in Ephrata, Penns., V. St. A. Patentiert vom 16. November 1920 ab. Unionspriorität 4. Dezember 1919. V. St. A. Ausgegeben am 8. September 1923. Die Erfindung bezieht sich auf eine Empfängerschaltung, bei der der Antennenstromkreis mit dem Empfängerstromkreis durch Detektoren enthaltende Stromkreise derartig gekoppelt ist, daß sich die unmittelbare Wirkung der Antennenschwingungen auf den Stromkreis des Aufnahmeapparates in diesen Stromkreisen aufhebt, während aus den Antennenschwingungen und Lokalschwingungen gebildete Schwebungen sich bezüglich ihrer Wirkung auf den Stromkreis des Aufnahmeapparates addieren. Das Wesen der Erfindung besteht nun darin, daß die Lokalschwingungen von einem einzigen Schwingungserzeuger in einem von den Übertragungsstromkreisen unabhängigen Stromkreis erzeugt werden.

D.R.P. 381 923. David Galen Mc Caa in Palo Alto, V. St. A. Patentiert vom 3. März 1921 ab. Unionspriorität 6. April 1920. V. St. A. Ausgegeben am 26. September 1923. Zusatz zu vorstehend behandeltem D.R.P. 380 627. Das Wesen gegenüber dem Hauptpatent besteht darin, daß an-

stelle der beiden Spulen, durch welche der Lokalschwingungsgenerator mit dem Übertragerstromkreise gekoppelt ist, eine einzige Spule tritt, so daß durch Verdrehen bzw. Verschieben dieser Spule die Kopplungseinstellung zwischen dem Lokalschwingungsgenerator und den beiden Übertragungskreisen gleichzeitig und gleichmäßig erfolgt.

D.R.P. 371 157. Bell Telephone Manufacturing Co., Société Anonyme in Antwerpen. Patentiert vom 28. März 1920 ab. Unionspriorität 5. Januar 1916. V. St. A. Ausgegeben am 12. März 1923. Die Erfindung bezieht sich auf eine Empfangsanordnung für drahtlose Telegraphie und Telephonie, bei welcher im wesentlichen die gesamte empfangene, aus elektrostatischen Störungen herrührende Energie in Schwingungen umgeformt wird, welche sich in ihrer Frequenz von der Signalfrequenz unterscheiden, ohne daß die Frequenz der empfangenen Signalenergie eine Änderung erfährt. Das Wesen der Erfindung besteht nun darin, daß bei einer solchen Empfangsanordnung ein abgestimmtes System verwendet wird, das so stark gedämpft ist, daß ein Frequenzunterschied zwischen den freien und den ungedämpften Schwingungen hervorgerufen wird, wobei die von den empfangenen Signalwellen herrührenden Schwingungen von den durch die Störungen verursachten Schwingungen abweichender Frequenz getrennt werden.

D.R.P. 388 775. Marconis Wireless Telegraph Co. Ltd. in London. Patentiert vom 18. Juni 1920 ab. Unionspriorität 6. Januar 1916. Großbritannien. Ausgegeben am 25. Januar 1924. Empfängerschaltung für drahtlose Telegraphie. Das Wesen besteht darin, daß eine Kathodenröhre verwendet wird, in der außer einem Glühdraht, einem Gitter und einer Anode zwischen dem Gitter und der Anode ein zweites Gitter eingeschaltet ist. Fig. 3 zeigt diese Schaltung. Es

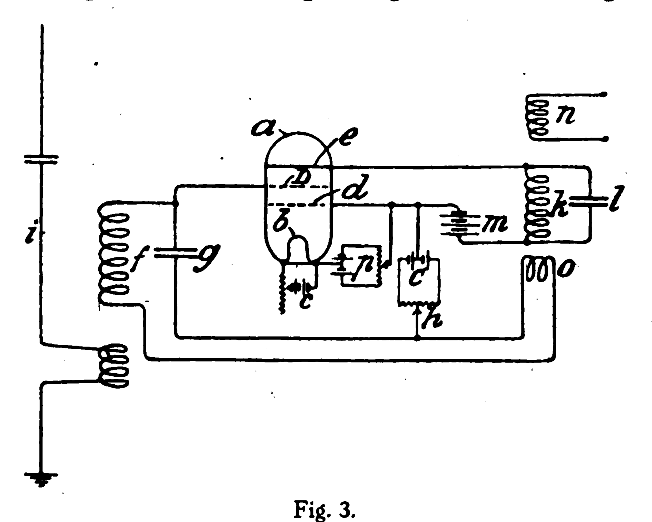


Fig. 3.

ist bekannt, daß Vakuumröhren Strombegrenzungsvorrichtungen sind und daß der Begrenzungswert des Stromes bei einer bestimmten Röhre durch den Grad der Erhitzung des Glühdrahtes bestimmt wird. Es ist ferner bekannt, daß diese Begrenzungswirkung zur Beseitigung von atmosphärischen Einflüssen verwendet wird, indem der Glühdraht weniger zum Glühen gebracht wird. Es hat sich nun herausgestellt, daß eine beträchtliche Erhöhung der Empfindlichkeit bei gleichem Begrenzungswert des Stromes oder ein beträchtlich kleinerer Begrenzungswert bei der gleichen Empfindlichkeit dadurch erreicht werden kann, daß ein zweites Gitter (*D* in Fig. 3) zwischen das erste Gitter (*d*) und die Anode (*e*) eingeschaltet wird und daß man zwischen dem äußeren und dem inneren Gitter und zwischen Anode und dem inneren Gitter anstatt zwischen dem Gitter und dem Glühdraht und zwischen Anode und dem Glühdraht arbeitet. Durch Aufrechterhalten einer bestimmten Spannung zwischen dem inneren Gitter und dem Glühdraht wird nach der Erfindung der Begrenzungswert bestimmt, anstatt wie bisher durch den Grad der Erhitzung des Glühdrahtes. Mit einer derartigen Schaltung kann man stärkere Zeichen und besseres Ausschalten atmosphärischer Einflüsse erzielen.

D.R.P. 383 449. John Scott-Taggart in Bolton, England. Patentiert vom 31. Dezember 1920 ab. Unionspriorität 14. August 1919, Großbritannien. Ausgegeben am 8. November 1923. Empfangsanordnung für drahtlose Wellen unter Verwendung einer Röhre mit zwei Gittern und zwei mit je einem der Gitter verbundenen Steuerkreisen. Das Wesen der Erfindung besteht darin, daß der zweite Steuer-

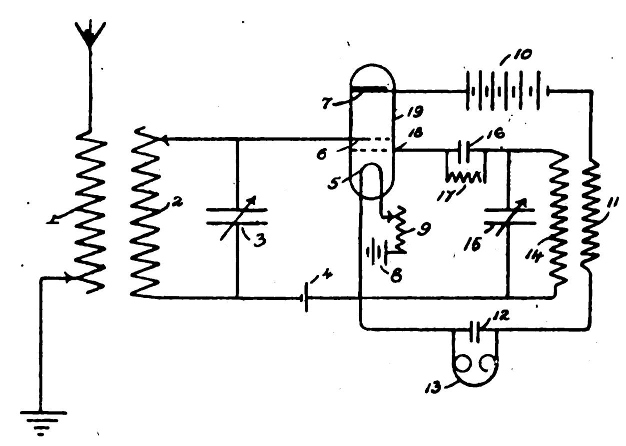


Fig. 4.

kreis der Röhre mit einem in dem Anodenkreis der Röhre liegenden Schwingungskreis gekoppelt ist, und daß ferner die Rückkopplung so eng gewählt wird, daß Selbsterregung eintritt, wobei die Röhre gleichzeitig zur Selbsterregung und Verstärkung von Schwingungen dient. Fig. 4 zeigt diese Schaltung.

D.R.P. 389 172. General Electric Company in Schenectady, V. St. A. Patentiert vom 15. November 1922 ab. Ausgegeben am 2. Februar 1924. Verstärker für drahtlose Nachrichtenübermittlung mit Magnetron. Das Wesen besteht

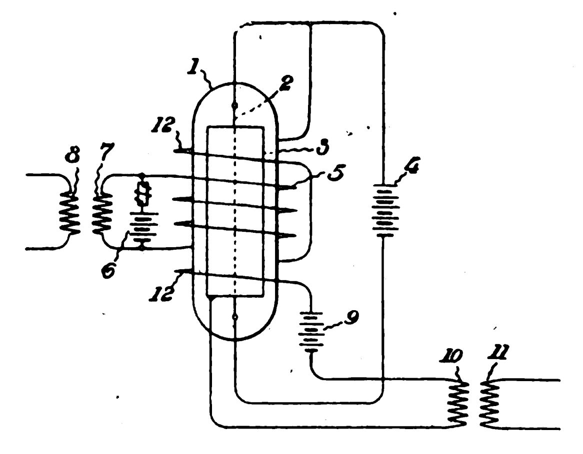


Fig. 5.

darin, daß im Ausgangskreis des Magnetrons eine Spule (12 in Fig. 5) angeordnet ist, die ein magnetisches Feld erzeugt, das normaler Weise dem polarisierenden magnetischen Feld (Spule 5) entgegenwirkt und sich mit dem dem Eingangskreis zugeführten Strom ändert.

Überlagerungsempfang.

D.R.P. 383 448. Marconis Wireless Telegraph Company, Ltd. in London. Patentiert vom 12. Februar 1922 ab. Unionspriorität 18. März 1921, Großbritannien. Ausgegeben am 13. Oktober 1923. Bei Frequenzschwankungen der eintreffenden Welle wird das Potential des Gitters einer Kathodenröhre geändert, welche die Abstimmung des Empfangskreises auf die Schwebungsfrequenz oder die Frequenz des Überlagerungssenders so ändert, daß entweder der Niederfrequenzempfangskreis auf die jeweils entstehende Schwebungsfrequenz abgestimmt wird, oder daß die Überlagerungsfrequenz so geändert wird, daß die ursprüngliche Schwebungsfrequenz wieder hergestellt wird. Dabei werden zwei Überlagerungssender verwendet, die voneinander abweichende Frequenzen erzeugen. Einer der beiden Überlagerungssender kann dabei bei eintretenden Schwankungen der Empfangswelle die Frequenz am zweiten Überlagerer so beeinflussen, daß der Schwebungsstrom konstant bleibt.

D.R.P. 370 857. Marconis Wireless Telegraph Co., Ltd. in London. Patentiert vom 21. April 1920 ab. Unionspriorität 13. Mai 1919. Großbritannien. Ausgegeben am 8. März 1923. Anordnung zum gerichteten Empfang elektrischer Schwingungen nach dem Überlagerungsverfahren. Durch Verstellung der Phase, entweder der Empfangsschwingung oder der überlagerten Hilfsschwingung, wird die Phase des sich aus beiden Schwingungen ergebenden niederfrequenten Schwebungsstroms so beeinflußt, daß dieser Schwebungsstrom gegenüber einem anderen Strome gleicher Niederfrequenz Phasenunterschiede beliebig wählbarer Größe, insbesondere solche von 0° oder 180° erhält; beide Niederfrequenzströme wirken dann gemeinsam auf eine Anzeigevorrichtung. Unter Verwendung zweier um einen Bruchteil der Zeichenwelle entfernter Empfangsluftleiter können phasengleiche Schwebeströme in diesen beiden Leitern dadurch erzeugt werden, daß ihnen Hilfsschwingungen von unter sich gleicher, aber gegenüber der Empfangsfrequenz etwas abweichender Frequenz zugeführt werden, die untereinander denselben Phasenunterschied haben wie derjenige, der zwischen den Empfangsschwingungen bei den Empfangsleitern besteht. Die beiden Luftleiter können auch mit Gleichrichtern gekoppelt sein, die über Niederfrequenztransformatoren mit einem Ausgleichstransformator verbunden sind, in dessen Sekundärwicklung das Anzeigeinstrument (Telephon) liegt. Es können auch die von einem Hilfssender erzeugten Hilfsschwingungen mittels eines Luftleiters auf die Empfangsantennen übertragen werden, der in der Ebene dieser beiden Antennen liegt.

D.R.P. 370 958. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 13. März 1918 ab. Ausgegeben am 9. März 1923. Einrichtung zum Empfang ungedämpfter Schwingungen mittels Schwebungsempfanges. Das Wesen besteht darin, daß in Verbindung mit einer in der Hauptsache zwangläufigen Kupplung zwischen den Abstimmitteln der die Überlagerungsschwingungen erzeugenden Teile einerseits und den Abstimmitteln der übrigen Empfangsteile der Station andererseits besondere Mittel vorgesehen sind, welche die Einstellung jedes beliebigen Interferenztons bei jeder Welle gestatten. Zu diesem Zwecke kann eine elastische Kupplung der Abstimmittel vorgesehen werden, so daß der Überlagerungssender kleine Verstellungen um seine jeweilige Mittellage zuläßt und zwecks Einstellung des jeweils gewünschten Tones in einer gewissen Abweichung von seiner Mittellage festgestellt werden kann. Es kann auch eine federnde Kupplung vorgesehen sein, so daß durch einen Anstoß eine Schwingung des Abstimmittels des Überlagerungssenders um seinen Mittelwert eintritt.

Störungsbefreiung.

D.R.P. 389 304. Dr. F. Banneitz in Berlin-Wilmersdorf. Patentiert vom 3. März 1921 ab. Ausgegeben am 29. Januar 1924. Verfahren zur Störungsbefreiung in der drahtlosen Telegraphie. Der Empfangsluftleiter wird durch eine Anzahl von Kondensatoren unterteilt, die der gewünschten Empfangswelle keinen wesentlichen Widerstand entgegensetzen, dagegen aber eine störende Entladung der elektrostatischen Aufladung der Antenne über den Empfänger aufhalten. Zum Schutz der Kondensatoren gegen Überspannungen sollen geeignete Sicherheitsfunkenstrecken parallel zu ihnen geschaltet werden. Die Kondensatoren können auch durch hohe Widerstände überbrückt werden, um einen allmählichen Ausgleich der elektrostatischen Ladungen zu ermöglichen.

D.R.P. 375 451. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 9. Juli 1920 ab. Ausgegeben am 14. Mai 1923. Anordnung zur Verringerung von Störungen fremder Sender oder atmosphärischer Störungen mit Hilfe eines Kompensationskreises. Das Wesen des Erfindungsgegenstandes besteht darin, daß der Hauptkreis und der Kompensationskreis mit je einer Hochfrequenzverstärkerröhre verbunden und beide Röhren gegeneinander geschaltet sind, wobei die resultierende Energie entweder weiteren Hochfrequenzverstärkern zugeführt oder in sonst bekannter Weise ausgenutzt wird. Zur Beseitigung von Störungen fremder Sender wird die Antenne und der Hauptkreis auf den zu empfangenden fernen Sender und der Kompensationskreis auf die Störer abgestimmt. Zur Beseitigung atmosphärischer Störungen wird der Hauptkreis auf den fernen Sender abgestimmt, während der Kompensationskreis von dieser Abstimmung etwas abweicht und die Antenne auf einen abweichenden Wert der beiden Kreise abgestimmt ist. Die Kompensationsintensität kann durch Veränderung des Heizstromes der zugehörigen Verstärkerröhre passend einreguliert werden.

D.R.P. 377 604. C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin-Tempelhof und Otto Scheller in Berlin-Lichterfelde. Patentiert vom 2. April 1921 ab. Ausgegeben am 22. Juni 1923. Schaltungsanordnung zur Störbefreiung in der drahtlosen Nachrichtenübermittlung und in der Hochfrequenztelephonie auf Leitungen. Die Schaltung ist in Fig. 6 dargestellt; eine drehbare Kopplungseinrichtung (*r*) ist in dem Felde zweier Spulen (*b*, *d*) angeordnet, von denen mindestens eine Spule von einer Kombination aus Selbstinduktion und Kapazität, die

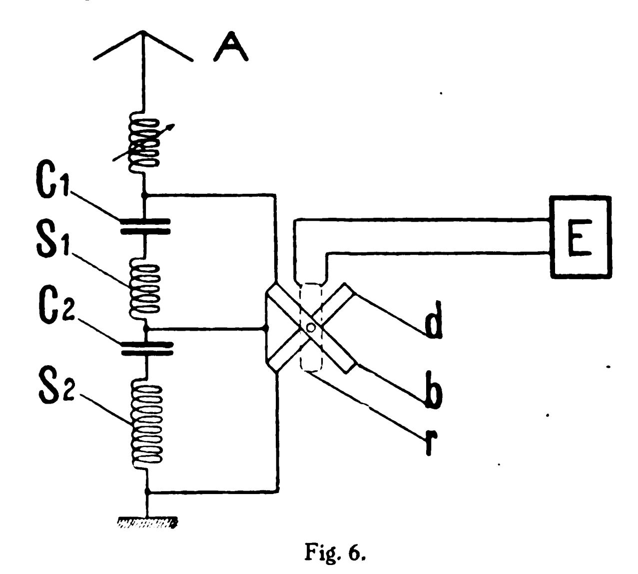


Fig. 6.

andere mindestens von einem dieser Glieder abgezweigt ist, so daß an der Kopplungseinrichtung die Richtuneg des Feldes sich mit der Frequenz ändert. Die Kopplungsspule wird dabei senkrecht zur Richtung des unerwünschten Feldes gestellt. Die Abzweigreaktanzen können so dimensioniert werden, daß das Störfeld senkrecht auf dem Nutzfeld steht.

D.R.P. 381 512. Siemens & Halske Akt.-Ges. in Siemensstadt b. Berlin. Patentiert vom 7. Juli 1917 ab. Ausgegeben am 21. September 1923. Einrichtung zum Abfangen von Stoßwellen in Schwingungssystemen. Mit dem schwingenden System ist ein Hilfssystem gekoppelt, in dem sich ein Apparat befindet, der dem System die Eigenschaft verleiht, ungedämpfte Schwingungen leichter durchzulassen als gedämpfte Schwingungen. Das Hauptsystem und das Hilfssystem sind dabei mit einem und demselben Empfängersystem in entgegengesetzten Sinne gekoppelt und die Wirkungen des Haupt- und Hilfssystems auf das Empfängersystem sind dann so abgeglichen, daß sie sich für Wellen der in dem Hauptsystem auftretenden Dämpfung aufheben. Als Einrichtung, die ungedämpfte Wellen leichter durchläßt als gedämpfte, werden zwei schwingende und eng miteinander gekoppelte Systeme verwendet und mit jedem dieser beiden Systeme ist je ein weiteres schwingendes System gekoppelt, von welch letzteren das eine auf die eine Kopplungsfrequenz, das andere auf die zweite Kopplungsfrequenz der eng gekoppelten Systeme abgestimmt ist; in dem einen der beiden letzteren Systeme ist dann ein die in ihm auftretenden Schwingungen absorbierendes Glied angebracht. Erfinder ist Dr. Hans Riegger in Berlin-Pankow.

D.R.P. 381 010. Société Française Radio-Electrique in Paris. Patentiert vom 11. Februar 1922 ab. Unionspriorität 11. Oktober 1921, Frankreich. Ausgegeben am 14. September 1923. Verfahren zur Unterdrückung des Einflusses atmosphärischer Störungen beim Empfang in der drahtlosen Telegraphie. In den Primärresonator (Antenne, Rahmenspule usw.) wird eine durch einen Bruchteil des aus einem Amplitudenbegrenzer heraustretenden Stromes geschaffene elektromotorische Kraft zurückgeführt, deren Amplitude und Phase regelbar ist, wobei die durch den Amplitudenbegrenzer gelieferte Schwingung unabhängig von der Regelung der elektromotorischen Kraft in ihrer Amplitude beliebig eingestellt werden kann. Die Zurückführung der elektromotorischen Reaktionskraft kann auch auf einen von der Antenne verschiedenen Resonator erfolgen, welcher der Empfangsanordnung zugehört und vor oder hinter dem Detektor liegt. Als Verstärker und Amplitudenbegrenzer kann eine Dreielektrodenröhre verwendet werden.

Anordnungen für gerichteten Empfang.

D.R.P. 377 042. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 3. Dezember 1919 ab. Ausgegeben am 9. Juni 1923. Einrichtung zum Empfang mittels Rahmenantenne. Auf der Rahmenspule sind zwei einander gleiche und hintereinander liegende Wicklungen angeordnet, deren Wicklungssinn einander entgegengesetzt gerichtet ist und deren äußere Enden einerseits und innere Enden andererseits untereinander verbunden und an gemeinsame Abstimmelemente, beispielsweise an einem Kondensator, angeschlossen sind. Hierdurch wird bezweckt, den Mangel der sonst üblichen Rahmenantennen mit einer einzigen Wicklung, der darin besteht, daß sie auch in der Nulllage keine vollkommene Tonlosigkeit, sondern nur ein Tonminimum besitzen, zu beseitigen, und so eine scharfe Richtungsbestimmung zu ermöglichen.

D.R.P. 370 858. Radio Corporation of America in New York. Patentiert vom 3. September 1921 ab. Unionspriorität vom 25. August 1917, V. St. A. Ausgegeben am 8. März 1923. Die Empfangsanordnung für drahtlose Verständigung besteht aus einer Rahmenspule in einem Empfangskreis, der auf eine zu empfangende Welle abgestimmt ist. Das Wesen besteht darin, daß eine zweite, die erste in einem Winkel kreuzende Rahmenspule in einem auf eine andere Welle abgestimmten Kreis in solcher Anordnung zur ersten Spule vorgesehen ist, daß sie Störungen der Welle, auf die sie abgestimmt ist, auf die erste Spule verhindert. Die Anordnung kann auch zur Beseitigung der Störungen eines nahen Senders auf den Empfänger (Duplexstation) verwendet werden. Dabei wird die Empfangsspule auf den fernen Sender, dessen Zeichen empfangen werden sollen, gerichtet und auf dessen Welle abgestimmt; die zur Störbefreiung dienende Spule steht dann im wesentlichen in einem rechten Winkel zur Empfangsspule und ist auf die Welle des nahen Senders abgestimmt.

D.R.P. 372 848. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 7. August 1920 ab. Ausgegeben am 5. April 1923. Die Erfindung bezieht sich auf die an sich bekannte aus einer gerichteten und einer ungerichteten Antenne bestehende Empfangsanordnung für drahtlose Telegraphie und Telephonie, bei der es bekanntlich gelingt, eine Fernwirkungscharakteristik zu erhalten, die die Form einer reinen Kordioide hat, d. h. die in der Hauptsymmetrieachse nach rückwärts einen breiten toten Winkelraum aufweist. Ein Mangel dieser bekannten Anordnung besteht nun darin, daß bei schwankender Welle die Form der Fernwirkungscharakteristik nicht erhalten bleibt. Der Grund hierfür besteht darin, daß im allgemeinen die beiden Einzelantennen verschiedene Dämpfungen besitzen. Diese Nachteile sollen daher dadurch beseitigt werden, daß die beiden Einzelantennen mit gleicher Dämpfung versehen werden. Dabei können entweder beide Antennen durch gleiche Bemessung der Kapazität, der Selbstinduktion und des Widerstandes von vornherein für gleiche Dämpfung gebaut sein, oder in der Antenne mit größerer Dämpfung können Dämpfungsreduktionsvorrichtungen zum Ausgleich des Überschusses angeordnet sein, oder es können endlich auch veränderliche Widerstände zum Ausgleich der Verschiedenheit der Dämpfungen vorgesehen sein.

Anordnungen zum Empfang kontinuierlicher Schwingungen und Umwandlung in musikalische Töne ohne Detektor.

D.R.P. 370 856. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Zusatz zu D.R.P. 300 024 (siehe Jb. 18, 308). Patentiert vom 6. August 1920 ab. Ausgegeben am 8. März 1923. Die Hochfrequenzströme werden mittels schnell arbeitender Unterbrechervorrichtungen in zwei oder mehreren Stufen auf Tonfrequenz herabgesetzt. Hierdurch wird bezweckt, die Störungsfreiheit zu steigern. Die Kreise, welche Zwischenfrequenzen führen und eventuell auch derjenige für die Tonfrequenz sind dabei auf diese Frequenzen abgestimmt, eventuell unter Anwendung der Mittel, welche eine Dämpfungsreduktion mittels Kathodenröhren herbeiführen. Als schnell arbeitender Unterbrecher kann eine Kathodenröhre benutzt werden.

D.R.P. 379 839. Siemens & Halske Akt.-Ges. in Siemensstadt b. Berlin. Patentiert vom 21. Februar 1917 ab. Ausgegeben am 30. August 1923. Zum Hörbarmachen von Wechselströmen tiefer Frequenz wird der tiefen und deshalb schlecht hörbaren Frequenz eine höhere gut hörbare Frequenz überlagert.

D.R.P. 379 840. Siemens & Halske Akt.-Ges. in Siemensstadt b. Berlin. Zusatz zu vorstehendem D.R.P. 379 839. Patentiert vom 1. März 1917 ab. Ausgegeben am 30. August

1923. Zum Hörbarmachen von Wechselströmen tiefer Frequenz durchfließt der Signalstrom eine Drosselspule mit Eisen, das gleichzeitig durch den Dauerstrom magnetisiert wird.

D.R.P. 370 031. Signal-Gesellschaft m. b. H. in Kiel. (Zusatz zu D.R.P. 370 030 (siehe Jb. 21, 369). Patentiert vom 30. August 1919 ab. Ausgegeben am 15. März 1923. Anordnung zur Hörbarmachung von niederfrequenten Wechselströmen. Der Niederfrequenzstrom wird durch einen normalen Unterbrecher zerhackt, dann durch einen Transformator auf einen auf die Frequenz des Unterbrechers abgestimmten Schwingungskreis übertragen und von da aus über einen auf die gleiche Periodenzahl abgestimmten Verstärker einem Telephon zugeführt.

Empfangsschaltungen mit Steuerung von Relais.

D.R.P. 381 873. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 21. September 1920 ab. Ausgegeben am 25. September 1923. Die Erfindung bezieht sich auf eine Einrichtung und Schaltung von Vakuumröhren zur Verstärkung, Betätigung von Relais, Anruf o. dgl., bei welcher eine automatische Regulierung des Ruhestromes vermittels einer Gitterspannung vorhanden ist. Das Wesen der Erfindung besteht darin, daß der Ruhestrom annähernd auf Null gehalten wird, wobei durch geeignete Mittel, wie Kondensatoren und Widerstände u. dgl., der Eintritt der Regulierung so weit verzögert wird, daß ein kurzer Gleichstrom zur Betätigung des betreffenden Indikators ermöglicht wird. Fig. 7 zeigt ein Ausführungsbeispiel. Im Anodenkreis liegt in an sich bekannter Weise ein Widerstand (r), dessen vom Anodenstrom erzeugter Spannungsabfall auf das Gitter wirkt. Als Verzögerungsmittel dient ein großer praralle

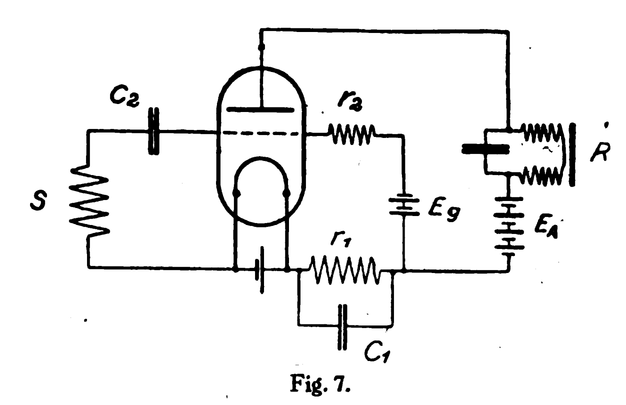


Fig. 7.

zu diesem Widerstand liegender Kondensator (c_1), eine hochohmige Zuleitung (r_2) nach dem Gitter und eine große Kapazität (c_2) zwischen Gitter und Kathode.

D.R.P. 372 936. Siemens u. Halske Akt.-Ges. in Siemensstadt b. Berlin. Patentiert vom 10. September 1921 ab. Ausgegeben am 4. April 1923. Schaltungsanordnung zur Steuerung eines polarisierten Relais. Die Empfangsröhre liegt in einem Seitenzweig und das Relais im Galvanometerzweige einer Wheatstonebrücke. Die Brückenwiderstände sind so abgeglichen, daß während der Ruhe- und Arbeitsperiode des Rohres Ströme von wechselnder Richtung durch die Relaiswicklungen fließen, die bei geeigneter Einstellung der Brückenwiderstände gleich stark sind.

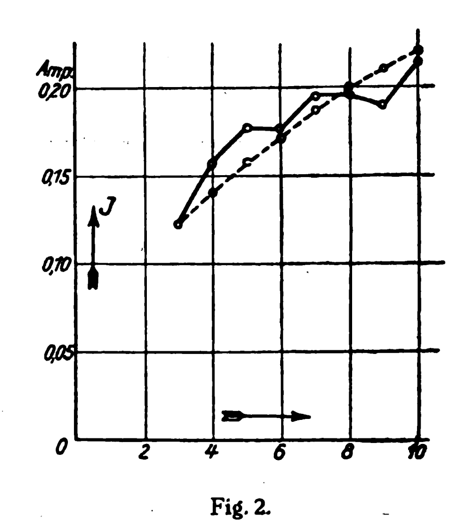


Fig. 2.

Berichtigung.

In der Arbeit von A. Hamm „Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie" Band 23 S. 41 ff. ist durch ein technisches Versehen die Fig. 2 ausgefallen und durch die Fig. 6 ersetzt worden. Die in der Abhandlung mit „Fig. 2" bezeichneten Kurven müssen die Bezeichnung „Fig. 6" tragen, während die tatsächliche Fig. 2 beistehend nachgetragen wird.

Die Schriftleitung.

Originalartikel, Referate und wissenschaftliche Berichte werden gut honoriert. Anstelle des Honorars werden auch Sonderabdrucke geliefert, deren Höhe von Fall zu Fall bei Einlieferung des Manuskriptes mit der Redaktion zu vereinbaren ist.

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an Dr. Eugen Nesper, Berlin-Friedenau, Trägerstr. 2¹, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W. 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Wellentelegraphie und Vorgänge in der Atmosphäre.

Von **Karl Stoye.**

In einer früheren Abhandlung habe ich bereits durch größeres Beobachtungsmaterial die Mißweisungen bei Richtungsbestimmungen dargelegt.[1]) Th. Heiligtag[2]) hat dann sehr ausführlich die Gründe der Mißweisungen erörtert und am Schlusse seiner Arbeit die theoretischen Ausführungen auf eine von mir aufgenommene Mißweisungskurve (Sonnenaufgang) angewendet. Mißweisungen und schlechte Minima können ihren Grund darin haben, daß mehrere Wellenstrahlen auf verschiedenem Wege zum Empfänger gelangen. Zu dem direkten Strahl treten noch reflektierte oder indirekte Strahlen. Die Reflexion kann geschehen an horizontalen oder geneigten Schichten der Atmosphäre. Die schnellen Richtungsschwankungen bei Sonnenaufgang erklären sich so durch Interferenz von direktem und indirektem Strahl. Dabei ist auffällig, daß die Schwankungen erst kurz vor Sonnenaufgang einsetzen; nach den Anschauungen über die Durchstrahlung unserer Atmosphäre und den dabei auftretenden Veränderungen müßte ein früheres Einsetzen erwartet werden. Die von mir veröffentlichten Peilkurven zeigen, daß sicher die Schichtung der Atmosphäre bis zur Stratosphäre eine außerordentliche Rolle bei der Kurvenform spielt. F. Herath[3]) hat darauf hingewiesen, daß durch die Vorgänge an den in der Atmosphäre auftretenden Gleitflächen die Empfangsintensitäten in hohem Maße beeinflußt werden. Auf der Vorderseite der Zyklonen haben wir oft bis zur Stratosphäre reichende Kondensation, auf der Rückseite Abnahme der relativen Feuchtigkeit infolge der aus der Höhe nachsinkenden Luftmassen. Die Absorption der Energie der elektrischen Wellen wird hierin mit ihren Grund haben.[4])

Eine Peilkurve von Madrid (1650 m)[5]) verdeutliche nochmals den Einfluß der Änderung der atmosphärischen Verhältnisse. Am 9. April 1917 erstreckte sich ein Hoch-

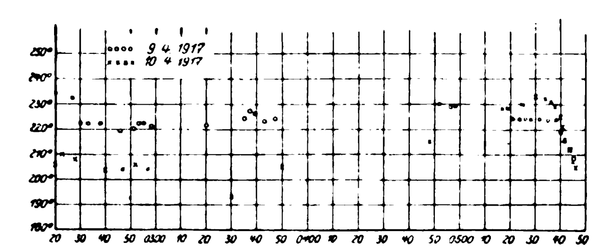


Fig. 1.

druckrücken (755 mm) von der Pyrenäenhalbinsel über Südfrankreich — Alpen — Süddeutschland — Österreich-Ungarn nach Südrußland. Im NW Europas lag ein Tiefdruckgebiet (740 mm), dessen Einfluß bereits bis Süddeutschland reichte. Am 10. April 1917 war das Tiefdruckgebiet (740 mm) weiter nach Osten vorgedrungen, im Süden das Hochdruckgebiet (760 mm). Aus dem spärlichen Material (Kriegsjahr 1917!) des in Frage kommenden Gebietes kann man nur schließen, daß sich in den mittleren Schichten (auch in den oberen?) der Atmosphäre vom 9. zum 10. April eine Wandlung voll-

[1]) K. Stoye, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 19, S. 58—72, 1922.
[2]) Th. Heiligtag, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 21, S. 77 bis 100, 1923.
[3]) F. Herath, Z. f. technische Physik 4, S. 116—127, 1923; Mitt. des Aëronaut. Observatoriums Lindenberg, Juli 1923, S. 7—8.
[4]) B. Jllin, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 22, S. 122, 1923.
[5]) Sollwert von Madrid 230°.

zog. (N. B. Nach Durchsicht meiner Beobachtungen im Zusammenhang mit dem mir bekannten aërologischen Material ergeben sich noch weitere wichtige Beziehungen). Hohe Zyklonen werden z. B. einen anderen Einfluß ausüben als niedere, da bei den hohen Zyklonen ganz besonders stratosphärische Vorgänge mitspielen.

Nach Sonnenuntergang-Empfänger zeigten die Empfangs-
intensitäten mitunter ein langsames oder sprunghaftes An-
steigen. Ebenso trat bei Sonnenaufgang ein schnelles oder
ein sehr langsames Zurückgehen der Lautstärken ein (asym-
metrische und symmetrische Lautstärkekurven bezüglich
Mitternacht nach A. H. Taylor und A. S. Blatter-
mann).[6] Bei diesen Vorgängen wird jedenfalls die Schich-
tung und die Durchstrahlung der Atmosphäre maßgebend
sein. Die Mißweisungen (völlig verwaschene Minima) bei
Mond-Auf- und Untergang und die dabei mitunter auftreten-
den Lautstärkeschwankungen bedürfen dringend einer
weiteren Untersuchung und Klärung. Diese Mißweisungen
erreichten bei Wellenlängen von 600 bis 4000 m Werte von
6° im Maximum. — Eine andere Art von Mißweisungen (nur
nachts) wurde stets in Verbindung mit luftelektrischen
Empfangsstörungen beobachtet. Gewöhnlich wich die Rich-
tung langsam um mehrere Grade vom Sollwert ab, bis
parallel mit einer luftelektrischen Störung („Knacker"-Typ)
sprunghafte Einstellung auf den Sollwert erfolgte. Von
einer Erörterung der Ursache sei hier abgesehen, da auch
die luftelektrischen Empfangsstörungen noch weiter geklärt
sein müssen.

In der Zeit von 1916 bis 1917 wurde bisweilen tagsüber ein außergewöhnliches Ansteigen der Empfangsintensitäten beobachtet, das nur in kosmischen Vorgängen seine Ursache haben kann.[7]) Dieses plötzliche Anwachsen fiel fast ohne Ausnahme auf den Nachmittag. Aus der kurzen Notiz von L. W. Austin im Jahrbuch 21 (1923), S. 189, geht hervor, daß auch in Washington 1917 ähnliche Beobachtungen gemacht worden sind.

Zwischen solarer Tätigkeit mit ihrer Auswirkung auf
unsere Erde und Empfangsintensitätsschwankungen scheint
eine Beziehung zu bestehen. 1916 bis 1917 war ein starkes
Sonnenfleckenmaximum. Die von L. W. Austin veröffent-
lichten Kurven der Signalstärke von Nauen in Washington [8])
zeigen im Jahre 1917 ganz außergewöhnliche Schwankungen
im Vergleich zu anderen Jahren. In Verbindung hiermit sei
hingewiesen auf die Helligkeitsschwankungen des klaren
Nachthimmels,[9]) die für Untersuchungen auf dem Gebiete
der Schwankungen der Empfangsintensitäten auch zu be-
rücksichtigen wären. Den großen Nachthimmelhelligkeiten
im Dezember 1916 gingen in Westdeutschland auch größere
Empfangsintensitäten parallel, aber keine außergewöhnliche
Schwankungen der Peilungen.

Weitere auffällige Schwankungen der Empfangslaut-
stärken zeigten sich etwa um 4 Uhr Ortszeit. Nach Unter-
suchungen F. Schindelhauers [10]) fällt ungefähr auf
diese Zeit das Maximum des luftelektrischen Vertikal-
stromes.

Die Schwankungen der Empfangsintensitäten und Rich-
tungsbestimmungen sind verursacht durch eine Summe von
Faktoren, die heute größtenteils noch unerforscht sind. Da
der Aërologie ein großer Teil der zu lösenden Probleme zu-
fällt, ist zu wünschen, daß auch die wissenschaftlichen Flug-
zeugaufstiege bis zu großen Höhen und auf großen Strecken
wie die wissenschaftlichen Ballonhochfahrten (besonders
Nachthochfahrten) diesem Grenzgebiet Meteorologie-Wellen-
telegraphie dienstbar gemacht werden.

[6]) A. H. Taylor u. A. S. Blattermann, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 12, S. 72–75, 1917.

[7]) S. Wiedenhoff, Mitteilung aus dem Telegraphentechnischen Reichsamt, Bd. 9, S. 265—279.

[8]) L. W. Austin, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 21, S. 189 bis 192, 1923.

[9]) Yntema, on the Brightness of the sky and the total amount fo the starlight. Groningen, 1909, Ref. in Met. Z. 1912, S. 470—473.

[10]) F. Schindelhauer, Physikal. Z. 23 (1922), S. 36—39.

Referate.

J. R. Tolmie. Die charakteristische Oberfläche der Elektronenröhre. (The characteristic surface of the triode.) Proc. Inst. Radio-Eng. 12, 177—191, 1924.

Bei vorgegebener Temperatur der Glühkathode ist der
Anodenstrom J_a in einer Elektronenröhre eine Funktion
der Gitterspannung E_g und der Anodenspannung E_a. Man
kann also den Anodenstrom in seiner Abhängigkeit von
diesen beiden Variablen darstellen durch eine Fläche, indem
man die 3 Größen J_a, E_a und E_g als drei zu einander senk-
rechte Koordinaten aufträgt. Ein Schnitt der Fläche durch
eine Ebene, die der $J_a\,E_g$-Ebene parallel ist, liefert eine
Kurve, welche die Abhängigkeit des Anodenstroms J_a von
der Gitterspannung E_g bei konstanter Anodenspannung gibt.
Schnitte durch Ebenen parallel zur Ebene $J_a\,E_a$ liefern
die Abhängigkeit des Anodenstroms J_a von der Anoden-
spannung bei konstanter Gitterspannung. Die Fläche geht,
wenn die J_a-Koordinate vertikal ist, unten und oben in
zwei Ebenen über, von denen die untere dem Anoden-
strom 0, die obere dem Sättigungsstrom entspricht. Das
gilt allerdings nur dann, wenn man, wie der Verfasser es
tut, auf den Gitterstrom keine Rücksicht nimmt.

Der Verfasser hat sich Gipsmodelle von dieser charak-
teristischen Fläche hergestellt und in der Abhandlung photo-
graphisch wiedergegeben, mit den Scharen von Schnittkurven
parallel zur $J_a\,E_g$- und zur $J_a\,E_a$-Ebene. In einer
Abbildung ist auch die Fläche für den inneren Widerstand
einer Röhre reproduziert; es wird davon aber kein weiterer
Gebrauch gemacht.

Irgend ein Vorgang, bei dem der Anodenstrom sich unter
dem Einfluß einer variablen Gitter- oder Anodenspannung
oder beider ändert, bedeutet, daß der Punkt, der den
Momentanwert des Anodenstroms darstellt, sich längs einer
Kurve auf der Fläche bewegt. Diese Kurve wird diskutiert
in dem Fall der Verstärkerwirkung der Röhre, wenn auf das
Gitter eine periodische Spannung wirkt, und zwar sowohl
wenn der Widerstand im Anodenkreis ein induktionsfreier,
als wenn er stark induktiv ist. Im ersten Fall erhält man
nahezu geradlinige Kurven durch den Ruhepunkt, deren
Neigung gegen die Horizontale im Ruhepunkt durch das Ver-
hältnis des Ohm'schen Widerstands im Anodenkreis zu dem
inneren Widerstand der Röhre bestimmt ist, im zweiten
Fall ellipsenähnliche Kurven, deren Mittelpunkt der Ruhe-
punkt ist. Ebenso wird gezeigt, wie sich diese Kurven ge-

stalten, wenn durch eine Rückkopplungsschaltung die Amplitude der Schwingungen in der Röhre sich allmählich aufschaukelt.

Diese Flächendarstellung, die übrigens wohl auch von anderer Seite benützt worden ist, ist ein gutes Mittel, um die bekannten Eigenschaften der Elektronenröhre anschaulich darzustellen. Ihr Wert liegt auf pädagogischem, weniger auf physikalischem oder technischem Gebiet.

J. Zenneck.

F. W. Grover. Formeln und Tabellen für die Berechnung und Konstruktion von einlagigen Spulen. (Formulas and tables for the calculation and design of single-layer coils.) Proc. Inst. Radio-Eng. **12**, 193—208, 1924.

In der Praxis der Hochfrequenztechnik handelt es sich bei einlagigen Zylinderspulen um folgende Aufgaben:

a) Gegeben die Dimensionen der Spule (Länge und Durchmesser) und die Zahl der Windungen pro Zentimeter; gesucht die Induktivität.

b) Gegeben die Länge der Spule und Anzahl der Windungen pro Zentimeter; gesucht der Durchmesser der Spule, der eine bestimmte Induktivität gibt.

c) Gegeben der Durchmesser und die Anzahl Windungen pro Zentimeter; gesucht die Länge der Spule, die eine bestimmte Induktivität liefert.

d) Gegeben die Spulenlänge und der Durchmesser; gesucht die Anzahl Windungen pro Zentimeter für eine bestimmte Induktivität.

e) Gegeben das Verhältnis zwischen Durchmesser und Länge der Spule und die Anzahl Windungen pro Zentimeter; gesucht die Dimensionen zur Herstellung einer bestimmten Induktivität.

Für diese Aufgaben gibt der Verfasser explizite Formeln. Er benützt zu diesem Zweck die Berechnung von Nagaoka (Journ. Coll. of Science, Tokyo **27**, 18, 1909), vereinfacht aber dessen Formeln auf Grund der Überlegung, daß die Kompliziertheit derselben in erster Linie von einer verwickelten Funktion des Verhältnisses von Länge zu Durchmesser der Spule herrührt. Stellt man die verschiedenen Werte dieser Funktion für die verschiedenen Beträge dieses Verhältnisses durch Tabellen dar, so bleibt die Genauigkeit der Formeln natürlich erhalten, der Gebrauch derselben wird aber mit Hilfe der Tabellen sehr viel einfacher.

Als Beispiel sei die Formel für die Aufgabe a) angeführt. Sie lautet:

$$L = 0{,}001\, k d^2 b n_1^2 \; \mu H,$$

wenn d den Durchmesser der Spule, b die Länge derselben (beide in Zentimeter), n_1 die Anzahl der Windungen pro Zentimeter Spulenlänge und L die zu berechnende Induktivität in Mikrohenry bedeutet. Der Faktor k, der in dieser Formel auftritt, ist nur eine Funktion des Verhältnisses von Länge zu Durchmesser der Spule und kann aus den Tabellen am Schlusse der Arbeit für die verschiedensten Werte dieses Verhältnisses entnommen werden.

Dem Einfluß der Isolationsdicke der Drähte ist ein besonderer Abschnitt gewidmet, in dem eine einfache Berechnung dieses Einflusses ebenfalls mit Hilfe von Tabellen ausgeführt ist.

Der letzte Abschnitt der Arbeit beschäftigt sich mit Spulen, deren Querschnitt keine kreisförmige Gestalt, sondern diejenige eines Dreiecks, Quadrats oder eines regulären Sechs-, Acht- oder Zwölfecks besitzt. Der Verfasser führt die Aufgabe, die Induktivität solcher Spulen zu berechnen, zurück auf den Fall der Zylinderspule, indem er in einer Tabelle den Durchmesser derjenigen Zylinderspule angibt, die bei derselben Länge und derselben Anzahl Windungen pro Zentimeter dieselbe Induktivität besitzt.

J. Zenneck.

E. A. Payne. Die drahtlose Ausrüstung der Dampfyacht „Elettra". (The Radio equipment of the steam yacht „Elettra"). Proc. Inst. Radio-Eng. **12**, 9—27, 1924.

Die drahtlose Ausrüstung einer Yacht von 232 Registertonnen würde wohl im allgemeinen keine besondere Besprechung verdienen; aber die Yacht „Elettra" ist die Yacht von Marconi und ungefähr mit allem drahtlosen Komfort ausgerüstet, der sich in einer solchen Yacht unterbringen läßt.

Zum Senden führt sie einen 3 kW-Röhrensender für drahtlose Telegraphie und Telephonie, einen 1,5 kW-Löschfunkensender und noch einen 0,25 kW-Not-Löschfunkensender, der von einer Akkumulatorenbatterie von 12 Zellen auch dann noch betrieben werden kann, wenn die übrigen elektrischen Einrichtungen der Yacht nicht mehr funktionieren sollten.

Für den Empfang ist ein Zwischenkreiskasten vorhanden, der für einen Wellenlängenbereich von 200 bis 25 000 m einstellbar ist, ein Detektorkasten mit einer Schutzgitterröhre, die gleichzeitig als Detektor und Verstärker arbeitet und eine Schaltung besitzt, in der der Niederfrequenzstrom des Anodenkreises wieder zurück auf das Einführungsgitter wirkt. Dazu kommt ein Überlagererkasten mit einem kleinen Röhrengenerator für Wellen zwischen 200 und 25 000 m.

Dem gerichteten Empfang bzw. drahtlosen Peilungen dienen 2 Antennen, die die bekannte Form von dreieckigen Schleifen haben, von denen eine in der Schiffsrichtung, die andere senkrecht dazu angebracht ist. Ein Zwischenkreis für Wellen von 300—4000 m, ein 4-Röhrenempfänger bzw. -Verstärker und ein Radiogoniometer gehören zu dieser Ausrüstung. Durch besondere Schalter können die beiden Antennen für gewöhnlichen ungerichteten Empfang, für gerichteten ohne Vorzeichenbestimmung (achtförmiges Richtungsdiagramm) oder für gerichteten mit Vorzeichenbestimmung (kardioidförmiges Richtungsdiagramm) benützt werden.

In der Abhandlung sind von den verschiedenen Apparaten nicht nur gute photographische Abbildungen, sondern auch die Schaltungen im einzelnen angegeben. Sie kann beinahe als ein kleines Repetitorium der drahtlosen Telegraphie dienen.

J. Zenneck.

A. W. Buel. „Die Entwicklung der Normalkonstruktionen von freistehenden Türmen für drahtlose Stationen der United fruit und der tropical Radio Telegraph Company." (The development of the Standard design for self-supporting radio towers for the United fruit and tropical Radio Telegraph Company.) Proc. Inst. Radio-Eng. **12**, 29—64, 1924.

In dieser ausführlichen Arbeit sind eine Menge von Konstruktionen freistehender Türme für drahtlose Telegraphie und Erfahrungen, die damit, insbesondere auch während sehr starker Wirbelstürme, gemacht wurden, zusammengestellt. (Weitere Erfahrungen sind in der ausführlichen Diskussion über diese Abhandlung — Seite 65—82 — enthalten.) Die photographischen Abbildungen und zahlreichen Konstruktionszeichnungen, die der Arbeit beigegeben sind, machen sie für den Bauingenieur, der mit solchen Aufgaben zu tun hat, sicherlich außerordentlich wertvoll. Der Hochfrequenztechniker oder gar Physiker wird kaum

die zum Verständnis der Abhandlung nötige Vorbildung besitzen.

Was aber auch ihn interessiert, ist der Vergleich, den der Verfasser auf Seite 61 zwischen freistehenden Eisentürmen und abgespannten Masten anstellt. Es ist ja eine merkwürdige Erscheinung, daß die freistehenden Türme in manchen Ländern, z. B. Amerika, das Feld vollkommen beherrschen, während z. B. bei uns in Deutschland die abgespannten Masten die Regel sind oder jedenfalls bis vor kurzem waren. Buel ist der Ansicht, daß die einzigen Vorteile des abgespannten Masts Leichtigkeit und Raschheit der Aufrichtung und geringe Anschaffungskosten sind. Da aber nach seinen Erfahrungen die Pardunen bei abgespannten Masten in den Tropen etwa alle fünf, in trockenem gemäßigtem Klima etwa alle acht Jahre erneuert werden müssen, so ist nach seiner Kalkulation ein freistehender Turm in gemäßigtem Klima nach sechzehn, in den Tropen nach zehn Jahren billiger als ein abgespannter Mast. Dazu kommt als Nachteil des abgespannten Masts, daß er viel mehr Grundfläche braucht und daß er und seine Pardunen, auch wenn sie isoliert sind, Sendeenergie absorbieren, endlich die Unmöglichkeit an seiner Spitze eine Querkonstruktion — antenna bridge — anzubringen, die eine besonders bequeme Befestigung der Antennendrähte gestattet. J. Zenneck.

H. P. Donle. Neue Anwendungen des Sodion-Detektors. (New applications of the Sodion-detector.) Proc. Inst. Radio-Eng. **12**, 159—175, 1924.

Die Detektorröhre gehört zu derjenigen Klasse, bei der das Steuerorgan nicht wie bei den gewöhnlichen Elektronenröhren zwischen der Glühkathode und der Anode liegt, sondern die Anode auf der einen, das Steuerorgan auf der entgegengesetzten Seite der Glühkathode. Die Anode ist ein ebenes Blech, die Steuerelektrode — oder „collector"-Elektrode, wie der Verfasser es nennt —, die ebenso wie die Anode aus Nickelblech hergestellt ist, bildet einen Halbzylinder, in dessen Achse sich der Glühfaden befindet und dessen offene Seite nach der Anode hin zeigt. Von der Hochvakuumröhre unterscheidet sich der Sodion-Detektor dadurch, daß er etwas Natrium enthält. Die Dampfspannung des in der Röhre vorhandenen Natriumdampfes wird dadurch auf einen geeigneten Wert gebracht, daß die Röhre mit einer Heizspirale, die mit dem Glühfaden in Reihe liegt, umgeben ist. Der Strom in der Röhre ist also nicht nur durch die Elektronenemission des Glühfadens, sondern auch durch die durch Stoßionisierung entstehenden Ionen bedingt. Beim Gebrauch wird die Steuerelektrode stets auf etwas negativer Spannung gehalten.

Die Charakteristik der Röhre ist in der Arbeit enthalten. Der Verfasser — und wohl auch Erfinder der Röhre — gibt an, daß ihre Empfindlichkeit in einem Empfangskreis ohne Rückkopplung mindestens gleich derjenigen einer gewöhnlichen Elektronenröhre mit Rückkopplung oder in Verbindung mit einem Zweiröhrenverstärker ist. Er legt außerdem besonderen Wert darauf, daß die Niederfrequenzenergie, die die Röhre liefert, sehr genau proportional der zugeführten Hochfrequenzenergie sei und führt darauf die verzerrungsfreie Wiedergabe, welche die Röhre bei drahtloser Telephonie geben soll, zurück.

Nach Ansicht des Verfassers eignet sich die Röhre auch besonders gut für Hochfrequenzmessungen.

J. Zenneck.

L. W. Austin. Empfangsmessungen und atmosphärische Störungen im Bureau of Standards. (Receiving measurements and atmospheric disturbances at the Radio Physical Laboratory, Bureau of Standards, Washington.) Juli—Aug. 1923, Proc. Inst. Radio-Eng. **12**, 1—8, 1924; Sept.—Okt. 1923, Proc. Inst. Radio-Eng. **12**, 113—118, 1924.

Austin hat seine systematischen Messungen über die Empfangsintensität der europäischen Stationen und die Stärke der atmosphärischen Störungen im Bureau of Standards fortgesetzt. Mit einem Referat über Einzelheiten muß gewartet werden, bis wieder Ergebnisse über einen längeren Zeitraum vorliegen. Jetzt mögen nur folgende Punkte erwähnt werden, auf die Austin besonders hinweist.

1. Die Station Lafayette hat ihre Frequenz von 12 800/sec ($\lambda = 23\,400$ m) auf 16 200/sec ($\lambda = 18\,500$) erhöht, ohne daß der Antennenstrom oder die Antennenhöhe geändert wurde. Die Folge davon war eine Verstärkung der Zeichen in Washington im Mittel auf den 1,6 fachen, an Vormittagen, wenn die ganze Strecke Lafayette-Washington sich im Tageslicht befindet, auf den zweifachen Wert. Da nach früheren Messungen eine Frequenz von 12 800/sec ungefähr ebenso günstig war wie eine solche von etwa 23 400/sec, so schließt Austin — wenn auch mit aller Reserve — daraus, daß für den drahtlosen Verkehr über den nördlichen Teil des Atlantischen Ozeans eine Frequenz in der Gegend von 16 000/sec unter sonst gleichen Umständen ein Maximum an Empfangsintensität liefert.
2. In Nauen ist die wirksame Antennenhöhe auf 170 m vergrößert, der Antennenstrom auf 270 Amp. verringert worden. Nach der Rechnung müßte die Folge eine Abnahme der Feldstärke um etwa 25% sein. Tatsächlich konnte keine Abnahme der Empfangsintensität beobachtet werden.
3. Der Stärkeabfall der Zeichenintensität am Nachmittag (fading) war für Lafayette ungefähr ebenso, wie im Jahre 1922, während er für Nauen fast um einen Monat länger andauerte, als im Jahre vorher.

J. Zenneck.

G. W. Pickard. Änderungen in der Empfangsstärke von kurzer Periode. (Short period variations in radio reception.) Proc. Inst. Radio-Eng. **12**, 119—158, 1924.

Es handelt sich bei den Messungen von Pickard um die bekannten starken Schwankungen, die sich bei der drahtlosen Telegraphie und Telephonie mit verhältnismäßig kurzen Wellen — insbesondere bei Nacht — zeigen.

Die Empfangsmessungen bezogen sich auf Entfernungen, die zwischen 11 und 2600 km und auf Wellenlängen, die zwischen 94 und 400 m bzw. auf Frequenzen zwischen $3{,}2 \times 10^6$ und $0{,}75 \times 10^6$/sec. liegen, wobei die Verbindungslinie zwischen Sende- und Empfangsstation vollkommen über Land ging. Die Sender waren Rundfunksender für drahtlose Telephonie.

Zur Registrierung der Zeichen dienten zwei Anordnungen, eine automatische und eine halbautomatische. Bei beiden wirkte der Strom in der Empfangsantenne entweder direkt oder unter Vermittlung eines 1—4 Röhren-Hochfrequenzverstärkers auf einen Kristalldetektor. Bei der ersten Anordnung war mit dem Detektor ein Spiegelgalvanometer verbunden, das ein Lichtbündel auf eine bewegte Trommel mit photographischem Papier reflektierte. Bei der zweiten war der Detektor an ein Zeigergalvanometer angeschlossen. Außerhalb des Galvanometers und oberhalb seiner Skale befand sich ein zweiter Zeiger, der mit der Hand betätigt wurde und mit dem man der Bewegung des Galvanometerzeigers folgte; durch eine mechanische Kopplung wurde die Bewegung dieses Zeigers auf einen Schreib-

stift übertragen, der auf eine rotierende Trommel schrieb. Der Verfasser betont, daß diese zweite leicht tragbare Anordnung, bei der keine photographische Entwicklung notwendig war, sich nach kurzer Übung sehr bequem handhaben ließ und bei der Registrierung sehr gute Dienste leistete. Gleichzeitig mit dieser galvanometrischen Aufzeichnung der Empfangsintensität wurden die Zeichen am Telephon abgehört. Man konnte auf diese Weise z. B. Störungen durch benachbarte Amateurstationen mit Rückkopplung sofort als solche erkennen.

Allgemein bemerkt Pickard, daß die mittlere Intensität der Zeichen mitten im Winter ungefähr fünfmal so groß war als mitten im Sommer. Am Tage nimmt allgemein die Intensität vom Morgen gegen den Abend hin kontinuierlich ab. Ungefähr eine halbe Stunde vor Sonnenuntergang beginnt die Intensität Schwankungen von kurzer Periode zu zeigen, die von Minute zu Minute an Amplitude zunehmen und schon kurz nach Sonnenuntergang meist außerordentlich große Beträge erreichen. Die durchschnittliche Intensität der Zeichen während der Nacht ist im Minimum etwa dieselbe wie am späten Nachmittag, wenn auch gelegentlich ein Abfall selbst unter diesen Wert vorkommt. Das Maximum der Nachtintensität kann zehn-, hundert-, unter Umständen auch mehrere tausendmal größer sein als bei Tag.

Was nun die raschen zeitlichen Änderungen der Empfangsintensität betrifft, so sind dieselben bei Tag im allgemeinen verhältnismäßig gering (nur wenige Prozente), wenn es sich nicht gerade um einen besonders unruhigen Tag handelt. Sie beginnen aber gegen Sonnenuntergang und nach demselben so stark zu werden, daß das Verhältnis der maximalen zur minimalen Intensität bei Sendern, deren Entfernung in der Größenordnung von 100 km oder darüber ist, 100 oder noch mehr betragen kann. Schon bei einer Entfernung von 11 km sind Schwankungen von mehr als 10% zu beobachten.

Bei den Nachtschwankungen handelt es sich nach Pickard um zwei Klassen: solche von einer Periode von wenigen Sekunden bis etwa ein oder zwei Minuten, und einer zweiten mit einer Periode von einigen Minuten bis zu dem mehrfachen von 10 Minuten. Die ersteren überwiegen bei Entfernungen bis etwa 200 km, die Schwankungen von längerer Periode bei Entfernungen, die über 200 km liegen.

Wegen der Frage nach der Ursache dieser Schwankungen sind folgende Versuche von besonderem Interesse:

1. Eine Sendestation (Entfernung etwa 225 km) wurde von zwei Empfangsstationen aufgenommen, die nur 550 m voneinander entfernt lagen. Die Intensitätskurven der beiden Empfangsstationen zeigten Übereinstimmung nur bezüglich der Schwankungen von längerer Periode, nicht aber bezüglich derjenigen von kürzerer (Fig. 29 der Arbeit). Dieselben Resultate ergaben sich, wenn auf den beiden Empfangsstationen eine andere Sendestation in einer Entfernung von 760 km registriert wurde (Fig. 30 der Arbeit).

2. Eine Sendestation wurde von zwei Empfangsstationen, die 41 km voneinander entfernt waren, gleichzeitig aufgenommen (Entfernungen 118 bzw. 155 km). Die Aufnahmen ergaben in diesem Fall kaum irgendwelche Übereinstimmung, auch nicht bezüglich der Schwankungen von längerer Periode (Fig. 31 der Arbeit).

3. Zwei verschiedene Sendestationen, die sich in 350 km Entfernung von der Empfangsstation in derselben Stadt befanden, aber mit verschiedenen Wellenlängen arbeiteten, wurden auf derselben Empfangsstation aber von zwei verschiedenen Apparaten aufgenommen. Die Aufnahmen lassen keinerlei Ähnlichkeit in den Intensitätsschwankungen erkennen (Fig. 32 der Arbeit). Zu demselben Ergebnis gelangte man bei der Aufnahme von verschiedenen weit voneinander entfernten Sendestationen auf derselben Empfangsstation.

Am Schluß der Arbeit berichtet der Verfasser dann noch über Versuche, die feststellen sollten, ob bei Verwendung von Empfangsantennen mit verschiedener Richtwirkung die Aufnahmen sich verschieden gestalten. Das war in der Tat der Fall, sowohl wenn man eine Vertikalantenne und eine Rahmenantenne, als wenn man zwei Rahmenantennen, deren vertikale Ebenen aber senkrecht zueinander standen, miteinander verglich.

Der Verfasser ist selbst der Ansicht, daß für diese sicher festgestellten Schwankungen, für die augenscheinlich lokale Störungen nicht verantwortlich gemacht werden können, vorläufig noch keine einigermaßen befriedigende Erklärung existiert. Die Gedanken, die er sich selbst darüber gemacht hat (Seite 156 und 157 der Arbeit), gebe ich im folgenden in freier Übersetzung wieder:

„Die Erklärung, die ich zurzeit für diese Schwankungen der Empfangsintensität habe, ist die, daß sie in erster Linie auf Änderungen in der Absorption und in zweiter Linie auf reflexionsartige Effekte zurückzuführen sind. Sowohl Absorption als Reflexion sind hervorgerufen durch Ionen in unserer Atmosphäre, die nach meiner Auffassung nicht gleichförmig verteilt, sondern in bandförmigen Wolken (streamerlike clouds) angeordnet sind und deren Gestalt in den oberen Schichten der Atmosphäre durch das magnetische Erdfeld, in den unteren durch Luftströmungen bedingt ist. Bei Tage wird die Ionisierung durch die direkte Sonnenstrahlung erhöht und außerdem so gleichförmig, daß hier nur die Absorption in Frage kommen kann, während alle Reflexionseffekte, die eine ungleichförmige Verteilung der Ionisierung voraussetzen, verdeckt werden. Vor Sonnenuntergang nimmt die Ionisierung durch die Sonnenstrahlung ab und bei Nacht verschwindet sie vollkommen; die ungleichförmige Verteilung der Ionenbänke (-wolken) kommt zur Wirkung und ändert sich über einer bestimmten Stelle von Minute zu Minute, da sie durch die Luftströmungen der unteren Schichten mitgenommen wird. Zeitweise können diese Ionenwolken in ihrer Anordnung so gleichförmig werden, daß sie ein zwei- oder dreidimensionales Gitter bilden. Dann kommen Interferenzwirkungen zur Erscheinung, die nicht nur Minima der Empfangsintensität unterhalb der Tagwerte, sondern auch Änderungen in der Wellenfront zur Folge haben können. Bei der Telegraphie auf kurze Entfernungen mögen kleine Gruppen von Ionen, die von den höheren zu den niederen Luftschichten herunter gelangen, die Ursache für die Schwankungen von kurzer Periode, die bei diesen Entfernungen vorwiegen, sein. Bei großen Entfernungen kommt eine große Anzahl von solchen Ionenwolken zur Wirkung und zwar in diesem Fall nur mit einem gewissen statistischen Mittelwert, so daß die Schwankungen von kurzer Periode verschwinden und nur diejenigen von längerer Periode, die durch weit ausgedehnte Ionenwolken bedingt sind, übrig bleiben. Nach dieser Auffassung ist eine enge Beziehung zwischen der Empfangsintensität und den Wetterbedingungen zu erwarten." J. Zenneck.

H. Chireix. Wattmètre pour haute fréquenze. Aus Radioelectricité, Bulletin Technique Nr. 57 vom 10. April 1924.

Bei dem thermischen Wattmeter wird durch den Nadelausschlag die Differenz der Ausdehnungen der beiden Hitzdrähte angezeigt. Diese ist dem Ausdrucke $(i_1 + i_2)^2 - (i_1 - i_2)^2 = 4\, i_1\, i_2$ direkt proportional, wo i_1 und i_2 die durch

die beiden Hitzdrähte fließenden Ströme bedeuten (Fig. 1). Da der Ausschlag quadratisch ist, kann der Apparat sowohl für Gleich- wie auch für Wechselstrom gebraucht werden. Besteht zwischen i_1 und i_2 eine Phasendifferenz ψ, so ist der Ausschlag $i_1 i_2 \cos \varphi$ proportional. Bei der praktischen Ausführung wird man darauf achten, daß zwischen i_1 und i_2

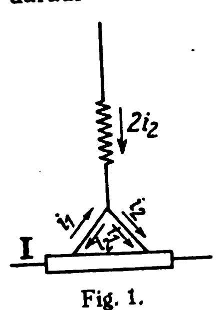


Fig. 1.

einerseits Strom und Spannung, andererseits ein linearer Zusammenhang bestehe und daß die Phasendifferenz zwischen i_1 und i_2 gleich der Phasendifferenz zwischen Strom und Spannung sein soll. Eilt der Strom in der Spannungsspule um $\left(\frac{\pi}{2} - \psi_1\right)$ der Spannung, der Ampèremeterstrom um $\left(\frac{\pi}{2} + \psi_2\right)$ dem Hauptstrome nach und bezeichnen wir ferner mit φ_1 den Phasenunterschied zwischen Strom und Spannung, so ist der Phasenverschiebungswinkel zwischen i_1 und i_2 durch den Ausdruck $(\psi_1 + \psi_2) + \psi_1$ gegeben. Wird dieser gleich Null, so zeigt der Apparat die Leistungseinheiten an.

Diese Bedingung ist in der Schaltung in Fig. 2 erfüllt. Bei Hauptstrom durchfließt die Röhre BC, die als Primär-

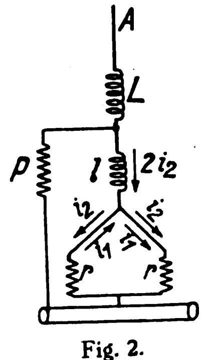


Fig. 2.

wicklung eines Transformators aufzufassen ist, dessen Sekundärwicklung durch einen parallel zu BC ausgespannten Draht gebildet wird. Diese ist über die beiden Widerstände r und r durch die beiden Hitzdrähte geschlossen. Die Spannung wird bei A aufgedrückt und der Strom in der Spannungsspule durch die Selbstinduktion L geregelt. Die Selbstinduktion l, die Widerstände p und r gestatten die Summe $\psi_1 + \psi_2$ gleich Null zu setzen, man wählt nämlich ϱ und l so, daß der Strom $2 i_2$ um $\frac{\pi}{2} + \psi_2$, also um die Phasendifferenz zwischen i_1 und dem Hauptstrome, gegen die Spannung verschoben wird. Der Phasenverschiebungswinkel Θ zwischen i_2 und der Spannung ist durch den Ausdruck

$$\operatorname{tg} \Theta = \frac{L\omega R_1 + l\omega R + \varrho(l\omega + L\omega)}{\varrho(R_1 + R) + R R_1 - l L \omega^2}$$

gegeben. Hierin bedeutet R den Widerstand der Selbstinduktion L, R_1 den durch die beiden Hitzdrähte und die Widerstände r gebildeten Widerstand und ω die Frequenz des Stromes. Es muß also $\operatorname{tg} \Theta = \operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{2} + \psi_2\right)$ sein.

Da der Strom in der Spannungsspule sich der **Frequenz** umgekehrt proportional, der Ampèremeterstrom **aber sich** der Frequenz proportional ändert, so ist das **Produkt** aus den beiden und somit die Ausschläge des **Apparates** unabhängig von der Frequenz. E. Mittelmann.

M. Lewitzky. Ein Versuch, von den kurzen elektrischen zu den langen Wärmewellen überzugehen. Phys. Z. S. **25**, 107—109, 1924.

Wenn auch das Intervall zwischen elektrischen und Wärmewellen sehr eingeengt ist, so fehlte doch bisher eine Methode von der einen zur anderen Strahlenart überzugehen, d. h. durch rein elektrische Erregung Wellen im Bereiche von 10^{-2} bis 10^{-3} cm hervorgerufen oder umgekehrt mit Wärmequellen Wellen von 10^{-1} cm zu erreichen. Theoretisch ist dieser Zwischenraum insofern interessant, als in ihm der Übergang von der rein elektrodynamischen Strahlung der Leiter zu der quantenhaften Strahlung der Moleküle enthalten sein muß. Hier wird die elektrische Erregung benutzt und versucht, die kürzesten elektrischen Wellen als Wärmewellen nachzuweisen.

Versuchsanordnung. Eine Glasplatte wurde in 15 Längs- und 25 Querreihen von je 2 mm Abstand geteilt. In die Eckpunkte jedes der kleinen Quadrate wurden mit Kanadabalsam Schrotkügelchen von 0,8 mm Durchmesser geklebt. Zwischen je zwei Kugeln der 15 Horizontalreihen wurden noch Drahtstücke 0,3 mm dick und 0,5 mm lang aufgeklebt. Die Stromzuführung geschah durch zwei Messingstreifen an den Querseiten. Die Wellenlängen der elektrischen Schwingungen einer leitenden Kugel, die an den Enden eines Durchmessers $2a$ erregt wird, sind von J. J. Thomson (Recent Researches in Electr. and Magn, S. 370, Oxford 1893) berechnet.

Die Grundschwingung λ_0 ist: $\lambda_0 = \frac{4\pi a}{\sqrt{3}}$,

die Oberschwingungen: $\lambda_1 = 0{,}48\,\lambda_0$, $\lambda_2 = 0{,}31\,\lambda_0$, $\lambda_3 = 0{,}21\,\lambda_0$ usw.

Die Intensität der aufeinanderfolgenden Schwingungen ist dem Quadrat der Wellenlänge proportional. Die Wellenlänge der Kugeln beträgt also: 2,9, 1,49, 0,89, 0,62 mm, die der Drahtstücke ist sicher kleiner als: 2,0, 0,9, 0,60, 0,41 mm. Die Energiemenge aller Oberschwingungen im Vergleich zu der der Grundschwingung E_0 beträgt 0,66 E_0. Man kann also annehmen, daß die im Gebiet der Wärmewellen liegenden Oberschwingungen noch genügende Intensität besitzen, um sie nachweisen zu können. Als Resonator für die Oberschwingungen diente eine Suspension von Kupferteilchen von 0,08—0,02 Durchmesser in Paraffin von etwa 8 mm Dicke. In sie tauchte ein empfindliches Thermoelement. Dies bestand aus je einem 1 cm langen, 0,5 mm dicken und 2—3 mm breiten Bi- und Te-Streifen. Die Empfindlichkeit war etwa 500 μ V.

Ergebnisse. Stellte man das Thermoelement frei in Luft dem Vibrator gegenüber, erhielt man 1 Skt. (6° Temperaturdifferenz ergaben 500 Skt.). Schmolz man das Element in der oben angegebenen Weise in den Resonator ein und stellte ihn mit der Unterseite dem Resonator gegenüber, erhielt man etwa 6 Skt. Zur Prüfung, ob diese Ablenkung wirklich von der kurzwelligen Eigenstrahlung der Resonatorkörperchen herrührt, wurde ein optisches Diffraktionsgitter benutzt, dessen Furchen $^1/_{100}$ cm Abstand hatten und mit Graphit vollgerieben waren. Auf dieses Gitter wurde der Resonator gesetzt. Bei Erregung des Vibrators ergaben sich jetzt Unterschiede, 1. wenn die Gitterfurchen parallel zu den Kugelreihen des Vibrators lagen und 2. wenn sie senk-

recht dazu waren. Im Falle 1. erhielt man nur 1 Skt., im Falle 2. etwa 4—5 Skt. Der Effekt läßt zweifellos auf eine strahlende Wirkung von polarisiertem Charakter innerhalb der Schicht schließen. Die Wellenlängen müssen von der Größenordnung 10^{-1} bis 10^{-2} cm sein, da sie durch die Furchenabstände ziemlich frei hindurchgingen. Die im cm^3 der resonierenden Schicht entwickelte Energie von etwa 0,04 cal ist mit den Versuchsbedingungen verträglich. Eine nähere Bestimmung der Wellenlängen war mit den Mitteln, die dem physikalischen Institut der Universität Taschkent zur Verfügung standen, leider nicht auszuführen. E. Lübcke.

J. E. Wagstaff. Die Benutzung von Röhrensendern zu physikalischen Messungen. Phil. Mag. (6), **47**, 66—84, 1924.

Die Benutzung der Schwebungen zwischen zwei Schwingungskreisen, deren einer Kondensator durch die zu bestimmende Größe beeinflußt wird, erfolgt hier, um Präzisionsmessungen an Aufgaben der reinen Physik durchzuführen, außerdem wird die Gültigkeit der Formel

$$n = \frac{1}{2\pi\sqrt{CL}}$$

für Ton- und Hochfrequenz geprüft.

Beschreibung der Apparate.

Die Schaltung des benutzten Apparates ist aus Fig. 1 zu ersehen. V_1 und V_2 sind die beiden Senderöhren. Die Spulen H, K, M und N sind so zu bemessen, daß Schwingungen

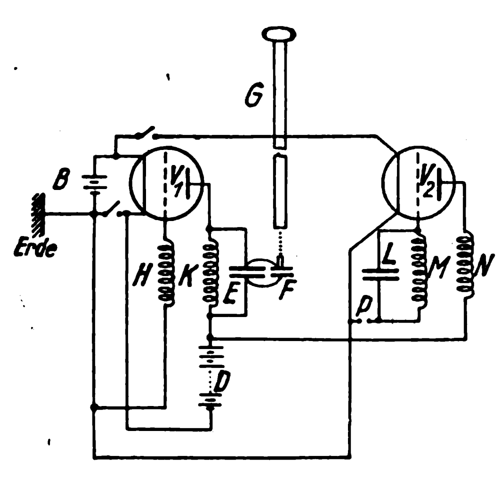


Fig. 1.

von etwa 300 m Wellenlänge auftreten. Jeder Spulensatz ist auf einem Holzrahmen montiert. Anode und Gitter sind sorgfältig gegeneinander isoliert. Die Feineinstellung des Kondensators E erfolgt durch den kleinen Parallelkondensator F, der mit einem langen Hartgummiarm G eingestellt werden kann. B ist eine sehr gute 4 Volt-Batterie. D etwa 50 Volt. An P ist ein Brownscher Lautsprecher angeschlossen. Verstärker sind zur Vermeidung von Komplikationen nicht angewandt. Die Verbindungen sind möglichst kurz mit steifen Cu-Drähten ausgeführt. Die ganze Apparatur ist in einem vierfachen Holzkasten eingebaut, dessen Wände mit Staniol beklebt sind, wodurch gute Erdung erzielt werden sollte. Die Durchführungen sind in Hartgummibüchsen verlegt. Zur Vermeidung jeder äußeren Störung wurden die Messungen zwischen Mitternacht und 3 Uhr morgens vorgenommen. Nach dem Einschalten war die Schwebungsfrequenz nicht gleich konstant, sondern brauchte etwa 6 Minuten, um gute Konstanz beizubehalten. Um Änderungen in der Apparatur beobachten zu können, wurde noch ein dritter Röhrensender mit gesonderten Batterien aufgestellt, der mit einem der normal gebrauchten eine hörbare Schwebungsfrequenz ergab.

Eichung des Schwingungskreises bei Tonfrequenz.

Hierzu wurde ein Satz Stimmgabeln benutzt. Die Frequenz des Normalkreises wurde solange geändert, bis der Ton mit der Stimmgabel in Resonanz war. Bei höheren Tönen ($n = 1024, 1536$ usw.) wurde auf die Obertöne der Gabel abgestimmt. Die für die Einstellung eines bestimmten Tones erforderliche Kapazität blieb innerhalb 8 Monaten stets dieselbe. Bildet man das Produkt aus dem Quadrat der Frequenz n und der zugehörigen Kapazität C, so nimmt dieses mit steigender Frequenz ab, wie aus der Tabelle zu ersehen ist. Man kann so die Beobachtungen durch die Gleichung:

$$n^2 C = 10^4 \left(15{,}74 + 0{,}26\,C - \frac{0{,}022}{C}\right)$$

darstellen.

Mit dem Werte $C = 15{,}74 \cdot 10^4$ kann man die Selbstinduktion des Kreises berechnen. Die Differenz ist auf die Eichung des Kondensators durch statische Felder zurückzuführen. Vergrößert man C um die kleine Kapazität $c^1 = 0{,}0018\,\mu F$, dann ist $n^2\,(C + c^1)$ im ganzen Bereich bis auf 1% konstant. Die Selbstinduktion ist aber auch für Tonfrequenz als konstant anzusehen.

Frequenz des Tones	Kapazität in μF	$n^2 C \cdot 10^{-4}$	$n^2 (C + c^1) \cdot 10^{-4}$
512	0,605	15,86	15,95
643	0,381	15,76	15,82
768	0,266	15,70	15,80
955	0,172	15,66	15,85
1024	0,149	15,63	15,81
1286	0,094	15,53	15,85
1536	0,065	15,33	15,76
1929	0,041	15,25	15,92

Eichung des Schwingungskreises für Hochfrequenz.

Der für den Schwingungskreis benutzte Drehkondensator wurde mit einem ballistischen Galvanometer genau geeicht. Wie aus der Tabelle zu ersehen, ist auch hier das Produkt $n^2 \cdot C$ nicht konstant. Es ist vielmehr auch durch eine Gleichung der Form

$$n^2 C = a + b\,C + \frac{d}{C}$$

darstellbar. Legt man aber dieselben Annahmen bezüglich der Kapazität wie bei Tonfrequenz zugrunde, so ergibt sich wieder eine zusätzliche Kapazität c^1 von $26{,}83 \cdot 10^{-5}\,\mu F$. Wie aus der Tabelle ersichtlich, ist das Produkt $n^2\,(C + 26{,}83 \cdot 10^{-5})$ für den ganzen Bereich bis auf 3% konstant. Man kann hieraus folgern, daß für Nieder- und Hochfrequenz der Wert $n^2\,(C + c^1)$ konstant ist, wobei c^1 für jeden Kreis gesondert zu bestimmen ist.

Kondensatorgrade	Kapazität C in $\mu F \cdot 10^{+5}$	$n^2 \cdot C \cdot 10^{-5}$	$n^2 (C + c^1) \cdot 10^{-5}$
174	21,67	48,25	107,98
140	34,44	60,94	108,4
120	41,95	64,79	106,24
100	49,46	68,17	105,15
80	56,98	71,31	105,15
60	64,49	73,98	104,87
40	72,01	78,3	107,49
20	79,524	80,74	107,98

Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten der Luft und ihre Abhängigkeit vom Luftdruck.

Der benutzte Kondensator bestand aus zwei Stahlplatten von 100 × 75 mm Größe, 6 mm Dicke, deren Abstand voneinander durch 1 mm dicke Hartgummistückchen genau eingestellt wurde. Dieser Kondensator war in einem starken, geerdeten Messinggehäuse isoliert aufgestellt. Die Zuleitungen zu dem Kondensator waren isoliert in Messingröhren geführt, die selbst auch von dem Gehäuse isoliert waren.

Bei der Messung wurden die drei Kreise V, V_1 und V_2 so eingestellt, daß etwa zwei Schwebungen pro Sekunde mit dem Telephon gehört wurden. Dann wurde das Gefäß ausgepumpt und, nachdem sich ein stationärer Zustand eingestellt hatte, die Zeit für 50 oder 100 Schwebungen mit der Stoppuhr bestimmt, dann wurde die Druckdifferenz wieder ausgeglichen und die Zeit für die gleiche Zahl Schwebungen gemessen. Der Druck wurde zwischen 100 und 400 mm variiert. Man findet eine lineare Abhängigkeit der Frequenzänderung vom Druck. Für jede Hochfrequenz verläuft die Gerade unter anderem Winkel. Für den untersuchten Druckbereich beträgt die Änderung der Frequenz etwa eine Schwingung je Sekunde. Zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten muß noch die Größe des benutzten Kondensators bekannt sein. Dies geschieht dadurch, daß er zu dem Normalkondensator parallel gelegt wird und seine Kapazität nach der Methode der Schwebungen bestimmt wird. Entspricht jetzt einer Frequenzänderung $d\,n$ eine Kondensatoränderung dC, wobei $dC = c_1\ (\varepsilon - 1) \cdot \frac{dp}{p}$ ist, dann berechnet sich die Dielektrizitätskonstante ε zu:

$$\varepsilon - 1 = \frac{2p}{n} \cdot \frac{C}{c_1} \cdot \frac{dn}{dp},$$

wo p der Atmosphärendruck und dp die Druckänderung ist. Die so bestimmte Dielektrizitätskonstante ist, wie folgende Tabelle zeigt, in guter Übereinstimmung mit anderen Beobachtungen: c_1 berechnet sich aus 27 Beobachtungen zu $5{,}50 \cdot 10^{-5}\ \mu\ F$.

Kondensatorgrade	Gesamtkapazität $C \cdot 10^{+5} \cdot \mu F$	Schwingungsfrequenz 10^{-5}	$\varepsilon - 1$
40	104,34	1,015	0,000 681 7
80	89,31	1,083	0,000 661 2
120	74,28	1,196	0.000 597 6
174	54,00	1,415	0,000 663 9

Bestimmung der Magnetisierungs-Koeffizienten bei konstanten Feldern.

Die Versuchsanordnung ist folgende: An dem kurzen Hebel einer empfindlichen Torsionswage sitzt isoliert eine Metallplatte, die einer gleich großen festen in geringem Abstand gegenüber steht. Beide bilden somit einen kleinen Luftkondensator. Am langen Hebel hängt der zu untersuchende Körper mitten zwischen zwei Magnetpolen. Auf diesen wird eine der Suszeptibilität direkt, der Feldstärke im Quadrat proportionale Kraft ausgeübt. Hängt man einen Wismutstab von 0,643 cm Durchmesser in das Magnetfeld, so ergibt sich bei bestimmter Magneterregung eine Frequenzänderung in dem Schwingungskreise, der den Luftkondensator enthält, um 5,486 Schwingungen/Sek. Frequenzänderungen kann man auch dadurch hervorbringen, daß man geringe Gewichte an den langen Wagebalken hängt. Der Frequenzänderung von 5,486 Schwingungen entspricht ein Gewicht von 0,0137 g. Bei einem anderen Abstand des Luftkondensators ergibt sich für das gleiche Stück Wismut eine Belastung von 0,0128 g.

Bestimmung der Feldstärke zwischen den Polen eines Elektromagneten.

Bevor wir den Magnetisierungs-Koeffizienten aus obigen Messungen bestimmen können, müssen wir die Feldstärke kennen. Diese wurde zunächst mit einer Prüfspule und ballistischem Galvanometer zu $H_0 = 2414$ Gauß bestimmt. Eine zweite Methode besteht darin, daß man einen kleinen rechteckigen Kupferrahmen in das Feld bringt und bei bekanntem Strom durch diesen Rahmen nach der gleichen Methode wie bei dem Wismutstab durch Drehwage und Luftkondensator und nachheriger Auflage von Gewichten mit den drei Schwingungskreisen die auf ihn ausgeübte Kraft bestimmt und daraus die Feldstärke zu 2444 Gauß berechnet. Beide Messungen stimmen bis auf 1% überein. Der Magnetisierungskoeffizient von Wismut berechnet sich dann zu $\varkappa = -13{,}86 \cdot 10^{-6}$ und $\varkappa = -12{,}94 \cdot 10^{-6}$. Der Mittelwert von $\varkappa = -13{,}4 \cdot 10^{-6}$ stimmt mit dem bekannten gut überein. Auch für die magnetische Flüssigkeit Nickelcarbonyl wurde die Suszeptibilität bestimmt. Diese ist wesentlich kleiner. Die durch das Magnetfeld hervorgerufenen Änderungen entsprachen nur 0,00037 g und ergaben $\varkappa = -0.34 \times 10^{-6}$.

Versuche, den Einfluß der elektrostatischen Ladung auf die Oberflächenspannung von Quecksilber zu bestimmen.

Der Kondensator wurde aus einem großen Quecksilbertropfen gebildet, dem eine Platte in einem Abstand von $^1/_5$ mm gegenüber gestellt werden konnte. Legt man eine Spannung an das Quecksilber, so ändert sich seine Oberflächenspannung, damit die Dicke des Tropfens und die Kapazität des Kondensators. Man konnte annehmen, daß man noch eine Änderung der Tropfendicke von 10^{-6} wahrnehmen konnte. Versuche, bei denen einmal der Tropfen geerdet, dann an + 200 Volt gelegt wurde, ergaben keine Resultate, so daß man schließen muß, daß durch 200 Volt Spannung die Oberflächenspannung von Quecksilber noch nicht geändert wird. Bearbeitet von E. Lübcke.

E. J. Gumbel. Verstärkertheorie des Röhrensenders. (Ztschr. f. techn. Physik, **4**, S. 213—220, 1923, Nr. 5, mit 7 Figuren.)

Für die mathematische Darstellung der Röhrencharakteristik wird ein empirischer Weg eingeschlagen. Es wird davon ausgegangen, daß die Stromkurve als Funktion der Gitterspannung bei konstanter Anodenspannung im wesentlichen symmetrisch ist in bezug auf den Punkt des halben Sättigungsstromes. Die Funktion f muß also ungerade sein, im Unendlichen einen endlichen Wert G gleich halbem Sättigungsstrom haben; ihre Ableitung soll im Symmetriepunkt den bestimmten Wert S (Steilheit) haben, wenn der Symmetriepunkt als Koordinatenanfangspunkt gewählt wird. Diesen Bedingungen genügt der Ansatz $y = m\ \mathrm{Tg}\ x$. Ist β die Gitterspannung des Symmetriepunktes, so ist

$$y = J - G \text{ und } x = v_g + \beta$$

und hiermit

$$J = G\left(1 + \mathrm{Tg}\ \frac{S}{G}(v_g + \beta)\right).$$

Ein numerisches Beispiel zeigt, daß der hyperbolische Tangens die Kurve mit großer Annäherung wiedergibt.

Für die Abhängigkeit vom Anodenpotential wird, der Erfahrung entsprechend, S als konstant und G und β als lineare Funktion von v_a angenommen von der Form

$$G = G_0 + v_a \frac{\Delta G}{\Delta v_a} \text{ und } \beta = \beta_0 + v_a \frac{\Delta \beta}{\Delta v_a},$$

worin

$$G_0,\ \beta_0,\ \frac{\Delta G}{\Delta v_a},\ \frac{\Delta \beta}{\Delta v_a}$$

Konstante sind. In der Umgebung des Symmetriepunktes gilt $Tg\, x = x$ und außerdem für den hier geraden Teil der Charakteristik die Näherungsfunktion $J = a\, v_g + b\, v_a + k$. Setzt man jetzt

$$a = S = \frac{\Delta J}{\Delta v_g} =$$

Veränderung der Stromstärke des Symmetriepunktes mit dem Gitterpotential,

$$b_1 = \frac{\Delta G}{\Delta v_a} =$$

Veränderung des halben Sättigungsstromes mit dem Anodenpotential,

$$b_2 = S \frac{\Delta \beta}{\Delta v_a}, \text{ worin } \frac{\Delta \beta}{\Delta v_a} =$$

Veränderung des zum Symmetriepunkt gehörigen Gitterpotentiales mit dem Anodenpotential,

$b = b_1 + b_2$,

$c_1 = G_0$ = halber Sättigungsstrom bei $v_a = 0$,

$c_2 = S\,\beta_0$, worin β_0 = dem Symmetriepunkt zugehörige Gitterspannung bei $v_a = 0$,

$c_1 + c_2 = k$,

so erhält man als allgemeine Gleichung

$$J = (c_1 + b_1\, v_a)\left(1 + \mathrm{Tg}\,\frac{a\, v_g + b_2\, v_a + c_2}{c_1 + b_1\, v_a}\right).$$

Die fünf auftretenden Konstanten haben einfache physikalische Bedeutung und können leicht aus wenigen Messungen ermittelt werden. Man bestimmt zuerst die Steilheit a; dann ermittelt man aus einigen Messungen die Koordinaten des Symmetriepunktes G und β als Funktionen von v_a. Dies gibt zwei Gerade $G = c_1 + b_1\, v_a$ und $\beta = \frac{c_2}{a} + \frac{b_2}{a}\, v_a$, aus denen, am einfachsten graphisch, b_1, b_2, c_1, c_2 zu bestimmen sind.

Gewöhnlich bedeutet die Veränderung von v_a nur eine Parallelverschiebung der Charakteristik ohne Veränderung des Sättigungswertes. Hierfür kann man dann setzen $b_1 = 0$, $b_2 = b$, $c_1 = c$, $c_2 = d$ und damit

$$J = c\left(1 + \mathrm{Tg}\,\frac{a\, v_g + b\, v_a + d}{c}\right).$$

Es ist dann allgemein die Steilheit

$$S = \frac{a}{c} J\left(2 - \frac{J}{c}\right),$$

der Durchgriff

$$D = \frac{b}{a},$$

und der innere Widerstand

$$R_i = \frac{c}{b} \cdot \frac{1}{J} \frac{1}{\left(2 - \frac{J}{c}\right)},$$

also $S \cdot D \cdot R_i = 1$.

Zur Berechnung des äußeren Widerstandes R, bei welchem die Verstärkerleistung $J^2 R$ ein Maximum ist, wird in die letzte Gleichung für J die Anodenspannung $V_a - RJ$ und die Gitterspannung $V_g + v_g$ eingesetzt, worin V_a und V_g die Gleichspannungen sind. Der Strom J ist dann die Summe aus Gleichstrom I und Wechselstrom i, welch letzterer für das Verstärkungsmaximum in Betracht kommt. Eine algebraische Umformung führt auf die beiden Gleichungen für Anodenstrom und Anodengleichstrom

$$e^{y - \alpha} = \frac{4\, b\, R}{y} - 1$$

und

$$e^{z - \alpha_1} = \frac{4\, b\, R}{z} - 1,$$

worin

$$y = \frac{2\, J\, b\, R}{c} \text{ und } z = \frac{2\, I\, b\, R}{c},$$

ferner

$$\alpha = \frac{2}{c}(a\, V_g + a\, v_g + b\, V_a + d)$$

und

$$\alpha_1 = \frac{2}{c}(a\, V_g + b\, V_a + d)$$

ist. Die Frage lautet jetzt: Für welches R ist $\frac{(y - z)^2}{R}$ ein Maximum? Diese Frage wird mit Hilfe eines Verfahrens von L a g r a n g e gelöst, welches die Bedingungsgleichung liefert

$$1 = \frac{1}{2\, b\, R} \cdot \frac{4\, b\, R + y\, z}{\left(1 + y - \frac{y^2}{4\, b\, R}\right)\left(1 + z - \frac{z^2}{4\, b\, R}\right)}$$

Der fragliche Widerstand R ist hieraus nicht explizit anzugeben. Es ist aber für einen bestimmten zahlenmäßig gegebenen Fall eine Lösung durch sukzessive Approximation möglich, durch die R mit jeder gewünschten numerischen Genauigkeit angegeben werden kann. W. F i s c h e r.

E. Alberti und **G. Leithäuser.** E i n e n e u e I n d i k a t o r m e t h o d e z u r W e l l e n l ä n g e n m e s s u n g a m E m p f ä n g e r u n d i h r e A n w e n d u n g z u r B e s t i m m u n g d e r B e t r i e b s w e l l e n l ä n g e e i n i g e r R a d i o s t a t i o n e n. (ETZ 1923, S. 1027—1030, mit 3 Figuren.)

Es wird eine Methode zur Wellenlängenmessung am Empfänger mitgeteilt, welche in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt ausgearbeitet wurde und eine Meßgenauigkeit bis auf einige Zehntel Promille ermöglicht. Ein Schwingungskreis wird mit Hilfe einer Röhre erregt, so daß die Schwingungen gerade einsetzen. Wird hiermit die Antenne gekoppelt, so entzieht sie bei Abstimmung dem Schwingungskreis die Energie, so daß die Schwingungen aussetzen. Nimmt die Antenne aber von außen Schwingungen derselben Frequenz auf, so setzen auch die Schwingungen im ersten Kreis wieder zu einem Maximum ein. Wird nun mit dem ersten Kreis ein Normalwellenmesser gekoppelt, so entzieht dieser dem Schwingungskreis bei Abstimmung die Energie. Dieses Minimum im Schwingungskreis wird, durch einen Überlagerer und Niederfrequenzverstärker hörbar gemacht, mit dem Telephon oder einem Fadenelektrometer beobachtet. Mit dieser Methode wurden längere Zeit hindurch die Wellenlängen mehrerer Großstationen gemessen und die Schwankungen festgestellt, die z. T. unter ein Promille lagen. W. F i s c h e r.

H. Schering. Eine zweckmäßige Skala für Drehkondensatoren. (ETZ 1923, S. 980.)

Die Eichkurve der meisten mit der üblichen Skala von 0^0 bis 180^0 versehenen Drehkondensatoren ist von etwa 30^0 bis 160^0 eine gerade Linie, welche die Abszisse bei $\pm k^0$ schneidet. Verlegt man den Abszissennullpunkt in diesen Schnittpunkt, d. h. verdreht man den Zeiger gegenüber dem festgehaltenen Drehplattensystem, um $\pm k^0$, so ist die Kapazität bis auf die Enden der Teilung proportional der Gradzahl, ein konstanter Zahlenfaktor als Multiplikator ersetzt jetzt die Eichkurve. Für genauere Messungen kommt nur noch, wie bei Präzisionszeigerinstrumenten eine Skalenkorrektion hinzu, die sich bei einem guten Drehkondensator (außer an den Enden) unter 1% halten wird.

W. Fischer.

H. Barkhausen. Die wirtschaftlichste Heizung von Elektronenröhren. (ETZ 1923, S. 616, mit 1 Figur.)

Es wird an Hand einer tabellarischen Abbildung gezeigt, daß 1. der Sättigungsstrom von Elektronenröhren, der proportional der Heizdrahtoberfläche ist, mit der Temperatur des Heizdrahtes stark zunimmt, ähnlich wie die Lichtmenge bei gewöhnlichen Glühlampen, daß 2. bei beiden die Lebensdauer des Heizdrahtes mit zunehmender Temperatur rasch abnimmt, daß 3. bei Temperaturerhöhung der Elektronenstrom etwa dreimal so rasch steigt als der Lichtstrom. Die letzte Tatsache verleitet dazu, die Heizung möglichst hoch zu treiben. Dies ist jedoch wirtschaftlich falsch. Die Betriebskosten setzen sich zusammen aus den Ersatzkosten K_r und den Heizkosten K_h. Die ersteren nehmen mit erhöhter Temperatur etwa ebenso rasch zu, wie die letzteren abnehmen. Das wirtschaftliche Optimum liegt also bei $K_r = K_h$ d. h. „die Heizkosten während der ganzen Lebensdauer einer Röhre müssen gleich den Kosten der Röhre selbst sein. . . . . Infolge der hohen Röhrenkosten bei verhältnismäßig geringer Heizleistung liegt daher das wirtschaftliche Optimum für Elektronenröhren im allgemeinen bei einer viel tieferen Glühtemperatur und entsprechend längerer Lebensdauer als für Glühlampen."

W. Fischer.

H. Thurn. Der 10 KW-Lorenz-Poulsensender in Königswusterhausen. (ETZ 1923, S. 609—613, mit 13 Figuren).

Der von der C. Lorenz A.-G. mit Verbesserungen ausgerüstete 10 KW-Lichtbogensender in der Hauptfunkstelle Königswusterhausen zeigt folgende wesentliche Neuerungen:

1. Neben Eigenerregung der Magnetspulen wurde Fremderregung zur Vermeidung der Bogengeräusche eingeführt.

2. Die positive Elektrode besteht aus einer wassergekühlten, schnellrotierenden Kupferelektrode; die negative Kohleelektrode dreht sich langsamer und entgegengesetzt; dadurch wird Konstanz der Schwingungen auch bei kleineren Wellen für guten Überlagerungsempfang erreicht.

3. Wirkungsgrad und Antennenleistung werden durch die „Herzogschaltung" (Spulenkombination parallel zum Lichtbogen) erheblich gesteigert.

4. Scharfe Abstimmung und Oberwellenfreiheit wird durch Zwischenkreis erzielt.

5. Statt Tasten durch Verstimmung wird das Pungssche Tastverfahren durch Widerstandsänderung mittels vormagnetisierter Eisen-Drossel verwendet.

6. Durch besonderen Tastkreis wird ruhiges Bogenbrennen erzielt.

7. Die Telephoniebeeinflussung beruht auf demselben Drosselverfahren wie beim Tasten.

Der Sender arbeitet auf einem Wellenbereich von 2600 m bis 9000 m in den Schaltungen für Direktsenden, Zwischenkreissenden und Telephonie. Bei Zwischenkreisschaltung und 8000 cm Antennenkapazität beträgt der Antennenstrom 45 Amp. bei Telegraphie und 30 Amp. bei Telephonie.

Im folgenden wird der äußere Aufbau des Senders eingehend beschrieben. Der Generator mit allen Zubehörteilen und Schaltorganen ist in einem dreiteiligen Eisenrohrgerüst mit Marmortafeln eingebaut. Ein viertes Feld enthält die Telephonieeinrichtung.

Der eigentliche Generator besteht aus der Flammenkammer, einem wassergekühlten Metallgehäuse, in welchem der Lichtbogen zwischen den beiden sich drehenden Elektroden brennt und in welches senkrecht zum Lichtbogen die Polschuhe des Blasmagneten hereinragen. Ein Spiritustropfer führt zur Herstellung der Wasserstoffatmosphäre innerhalb der Flammenkammer automatisch die nötige Menge Alkohol zur Verdampfung zu. Zur Zündung werden die in federnden Haltern sitzenden Elektroden für einen Augenblick mit der Hand kurzgeschlossen. Der Elektrodenabstand, d. h. die Lichtbogenlänge ist durch ein Handrad mit Schneckentrieb beliebig zu verändern. Wasserzufluß, Spirituszufluß und Hochspannungsschalter sind durch Blockrelais zwangläufig verbunden.

Das Tastverfahren beruht auf der schon seit 1913 von der C. Lorenz A.-G. verwendeten Anordnung einer Eisendrossel mit überlagerter Gleichstrommagnetisierung. Der Dämpfungswiderstand der Eisendrossel ist dabei angenähert umgekehrt proportional der Gleichstrommagnetisierung, so daß durch verhältnismäßig kleine Gleichstromenergien der Hochfrequenzstrom von praktisch Null bis zu seinem Höchstwert beliebig verändert werden kann. Ruhiges Bogenbrennen wird bei diesem Tastverfahren erzielt durch einen Hilfstastkreis parallel zum Lichtbogen, welcher in den Tastpausen — hoher Dämpfungswiderstand der Tastdrossel — durch eine im umgekehrten Sinne beeinflußte Eisendrossel Energie aufnimmt.

Nach demselben Prinzip der magnetischen Beeinflussung wurde von Pungs und Gerth die hier verwendete Telephonieeinrichtung entwickelt, welche sich auf alle Sendersysteme mit ungedämpften Schwingungen übertragen läßt. Die Telephoniedrossel besteht nach den Angaben von Pungs aus zwei in sich geschlossenen Eisenkernen mit gemeinsamer Beeinflussungswicklung und zwei getrennten Hochfrequenzwicklungen, die so geschaltet sind, daß in der Gleichstromwicklung keine Hochfrequenzspannung induziert werden kann. Die Besprechung erfolgt mittels Mikrophon und Zwei- oder Dreiröhrenverstärker. W. Fischer.

A. Salb. Das magnetische Feld der verschiedenen Spulenformen. (Zeitschr. für techn. Physik **4**, S. 369—375, 1923, Nr. 10, mit 13 Figuren.)

Die Richtung des Feldes in einer durch die Achse der Hauptspule gehenden Ebene wird bestimmt, indem an verschiedenen Punkten die Richtung der Windungsebene einer kleinen Prüfspule gesucht wird, bei welcher bei Ein- und Ausschalten des Hauptspulenstromes keine EMK in der Prüfspule induziert wird. In der hierzu senkrechten Richtung tritt das Maximum der induzierten EMK ein, welches ein Vergleichsmaß für die Feldstärke an diesem Punkte gibt. Diese Prüfspule L_1 ist mit einer zweiten gleich großen Prüfspule L_2 und zwei Widerständen R_1 und R_2 zu einer Meßbrücke vereinigt. Bei Stromlosigkeit des Nulleiters (Spiegelgalvano-

meter) verhalten sich die Widerstände R_1 und R_2 wie die Feldstärken an den Punkten von L_1 und L_2. Auf diese Weise wird die Feldstärke an verschiedenen Punkten relativ zu der an einem festen Bezugspunkt in Promille der letzteren gemessen. Die feste Bezugsspule L_2 sitzt immer mit ihrem Mittelpunkt in der Mitte der zu untersuchenden Hauptspule. Zur Erhöhung der Empfindlichkeit wird für kleine Werte der Feldstärke eine größere Spule L_1 verwendet und dafür das Verhältnis $R_1 : R_2$ mit dem Verhältnis $w_2 : w_1$ der Windungsflächen von L_1 und L_2 multipliziert. Stromschluß und -unterbrechung in der Hauptspule bewirkt ein rotierender Schalter; mit ihm auf gleicher Achse sitzt ein Kommutator, welcher die in der Prüfspule induzierten Stromimpulse in gleicher Richtung dem Galvanometer zuleitet.

Mit dieser Methode wird die Feldverteilung von Zylinderspulen mit den Verhältnissen Durchmesser : Spulenlänge

$d/l = 0{,}137$	0,203	0,424	1,00	2,2	11

untersucht und graphisch dargestellt. Die Messungen ergeben, daß in Richtung der Achse das Feld bei kleinem d/l sehr viel schneller abnimmt als bei großem. Weitgehend linearen Verlauf der Feldabnahme zeigen Spulen mit dem Verhältnis $d/l > 2$. Für die maximale Feldstärke in der Äquatorebene ist jeder relativen Entfernung ein bestimmter Wert l/d zugeordnet. Die Zusammenhänge sind durch Kurvenbilder dargestellt.

Danach kommen noch eine Reihe Flachspulen und zwei Rendahlspulen zur Untersuchung. Letztere zeigen eine etwa viermal so rasche Abnahme des Feldes, als die entsprechenden Flachspulen. W. Fischer.

Friedrich Trautmann. Über den Hochfrequenzwiderstand von geraden Drähten, die mit leitenden Mänteln versehen sind. (Annalen d. Physik, Bd. **72**, S. 1—29, 1923, Heft 17, mit 8 Figuren und 5 Tabellen.)

Mit einer Substitutionsmethode, welche mit dem Lindeck-Rotheschen Kompensationsverfahren kombiniert ist, werden bei Wellenlängen von 50 bis 1800 m die Hochfrequenzwiderstände gerader Metalldrähte verschiedenen Materials untersucht, welche mit leitenden Mänteln umgeben sind, und zwar

I. a) Kupferdraht von 0,048 cm Durchmesser mit Mänteln von Schwefelsäure, Kaliumchloridlösung und Kochsalzlösung;
   b) Kupferdraht von 0,096 cm Durchmesser mit Mänteln von Kochsalzlösung;

II. a) Messingdraht mit Kupfermantel;
   b) 1. Eisendraht mit Kupfermantel,
      2. Stahldraht mit Kupfermantel;
   c) Kupferdraht mit Eisenmantel.

Als Vergleichswiderstände werden die von E. Schott[1]) angegebenen verwendet. Auf die Galvanisierung der Drähte und die dazu notwendigen Bäder wird besondere Sorgfalt verwendet.

Die Untersuchung mit Elektrolytmänteln ergibt eine starke Widerstandszunahme mit wachsender Mantelstärke, ebenso mit wachsender Leitfähigkeit des Elektrolyt. Die Widerstandszunahme ist sehr angenähert umgekehrt proportional dem Quadrat der Wellenlänge.

Der verkupferte Messingdraht zeigt, wie zu erwarten, Abnahme des Widerstandes bei zunehmender Kupfermantelstärke, und zwar um so stärker, je höher die Frequenz.

[1]) E. Schott, Jahrb. d. drahtl. Tel. **18**, S 82, 1921.

Ebenso zeigen der Eisen- und der Stahldraht in Kupfermantel starke Abnahme des Widerstandes bei Verstärkung des Mantels. Eigentümlich ist dabei, daß die Widerstandskurven mit der Wellenlänge als Parameter für einen gewissen Bereich der Mantelstärke so eng zusammenlaufen, daß der Widerstand praktisch unabhängig von der Wellenlänge erscheint.

Umgekehrt sind die Erscheinungen bei einem Kupferdraht mit Eisenmantel; der Widerstand wächst mit der Frequenz, je stärker der Mantel ist. W. Fischer.

W. W. Tatarinow. Ungedämpfte Schwingungen der elektrostatisch gekoppelten Kreise und ihr mechanisches Modell. (Archiv für Elektrotechnik **12**, Heft 1, S. 16—25 [10. März 1923].)

A. Ziel.

Zahlreiche Untersuchungen über ungedämpfte Schwingungen zweier magnetisch gekoppelter Schwingungskreise liegen vor, dagegen sind solche an elektrostatisch gekoppelten Kreisen dem Verfasser nicht bekannt. Er will diese Lücke durch die vorliegende theoretische Arbeit ausfüllen, da sich praktisch Schwingungskreise mit rein kapazitiver Kopplung leichter verwirklichen lassen als solche mit rein induktiver.

B. Methode.

In dem untersuchten Kreispaar bedeutet Kreis I einen selbsterregenden Generator, dessen Energieaufnahme durch einen negativen Widerstand angegeben wird. R_2 ist der Ohmsche Widerstand des Resonatorkreises II, — R_1 der Gesamtwiderstand des Erzeugerkreises. L_1 und L_2 sind die Selbstinduktion von I bzw. II. Die elektrische Kopplung wird durch den Kondensator C_3 bewirkt. Für die Ladungen q_1 und q_2 der Kondensatoren C_1 und C_2 ergibt sich das Differentialgleichungspaar:

$$L_1 \frac{d^2 q_1}{d t^2} - R_1 \frac{d q_1}{d t} + \frac{1}{C_1} q_1 + \frac{1}{C_3} (q_1 + q_2) = 0,$$
$$L_2 \frac{d^2 q_2}{d t^2} + R_2 \frac{d q_2}{d t} + \frac{1}{C_2} q_2 + \frac{1}{C_3} (q_2 + q_1) = 0.$$

Konstant und gegeben sind dabei alle Größen der Schwingungskreise außer R_1, dessen Wert aus der Bedingung folgt, daß die erzeugten Schwingungen ungedämpft sind.

Durch den Ansatz

$$q_1 = Q_1 \sin \omega t$$
$$q_2 = Q_2 \sin (\omega t - \varphi)$$

ergibt sich für ω bekanntlich eine Gleichung vierten Grades. Sie ist quadratisch in ω^2, weil die Schwingungen ungedämpft sind (Q konstant). Als Faktor des linearen Gliedes dieser Gleichung tritt jedoch das unbekannte Verhältnis $R_1 : R_2$ auf, das selbst eine gebrochen-lineare Funktion von ω^2 ist. Als Funktion der bekannten Größen des Kreises erhält man daher je eine Gleichung dritten Grades für das Quadrat der Frequenz und das Verhältnis der Widerstände. (Da $R_1 Q_1^2 = R_2 Q_2^2$ ist, kann letztere als die Amplitudengleichung bezeichnet werden.)

C_2 tritt in der Frequenz- und der Amplitudengleichung nur in einem Parameter

$$\xi = \frac{L_1}{L_2} \frac{1 + \frac{C_3}{C_1}}{1 + \frac{C_3}{C_2}}$$

auf. Um ω^2 und $R_1 : R_2$ — ähnlich wie es Herr K. Heegner für induktive Kopplung getan hat — in Abhängigkeit von der Kapazität des Sekundärkreises kennen zu lernen, untersucht der Verfasser diese Größen daher als Funktion von ξ.

C. Ergebnisse.

1. Die Frequenz- und Amplitudenkurve ergeben sich ähnlich den von Heegner erhaltenen.

2. Es wird auf ein mechanisches Modell des Kreispaares hingewiesen (zwei gekoppelte Massen, die derselben Differentialgleichung genügen), dessen Schwingungen die Vorgänge des Ziehens und des Umspringens veranschaulichen können, wenn die Annahmen über die Widerstände des elektrischen Falls im mechanischen Fall einigermaßen erfüllt sind.

3. Die Formeln für Phasenverschiebung und Energieverteilung in den Kreisen werden angegeben.

4. Die kritischen Werte von ξ und einer anderen Kopplungsgröße μ, bei denen das Ziehen entsteht und verschwindet, werden bis auf die Größenordnung R_2^2 genau angegeben.

5. Die Werte von ξ, ω^2 und $R_1 : R_2$, die den Extremalwerten von ω^2 und $R_1 : R_2$ entsprechen, werden in — für die Meßtechnik brauchbare — Potenzreihen nach einem Parameter entwickelt.

6. Es werden Formeln abgeleitet, um im Fall der festen Kopplung durch Amplituden- und Frequenzmessungen den Kopplungskoeffizienten μ zu bestimmen.

D. Vergleich.

Die ergebnisreiche Arbeit von W. Grösser „Über das Ziehen des Zwischenkreisröhrensenders bei kapazitiver Kopplung" (Archiv für Elektrotechnik **10**, Heft 8/9, S. 317—338, [1921]), die an die Arbeiten von Herrn Rogowski über magnetische Kopplung anknüpft, scheint dem Verfasser nicht bekannt gewesen zu sein. Die Verschiedenheit der von beiden Bearbeitern kapazitiver Kopplung angewandten Methoden führt dazu, daß die Fragestellungen voneinander abweichen, so daß die spätere Arbeit in keinem wesentlichen Punkt eine Wiederholung der früheren darstellt.

Wenn Grösser im scheinbaren Gegensatz zu Tatarinow (s. o. C 1) zu dem Ergebnis kommt: „Wenn sich auch im allgemeinen die Erscheinungen bei kapazitiver und induktiver Kopplung als ziemlich analog erweisen werden, so werden doch immerhin einige nicht unbeträchtliche Unterschiede zutage treten", so liegt ein wahrer Widerspruch wegen der verschiedenen Richtung der Untersuchung doch nicht vor. Otto Emersleben.

R. Fürth. Eine neue Methode zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten guter Leiter. Zeitschrift für Physik **22**, Heft 1/2, S. 98—108 (6. 3. 1924) und **23**, S. 417.

Wenn, wie wohl zu wünschen, bei Bearbeitung von Fragen der Hochfrequenztechnik mehr als bisher die Rechnung den Versuch unterstützen soll, ist eine hinreichend genaue Kenntnis elektrischer Konstanten erforderlich. Bekanntlich folgt die Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Schwingungen in einem Leiter aus seiner Dielektrizitätskonstanten (D. E. K.) — als Funktion der Frequenz. Während es zur Messung der D. E. K. von Nichtleitern sehr brauchbare Methoden gibt[1]), fehlt es bisher an solchen für leitende Stoffe. In der zu besprechenden Arbeit wird ein Verfahren zur Bestimmung der D. E. K. beliebig gut leitender Flüssigkeiten bei beliebiger Frequenz beschrieben. Messungen damit werden in Aussicht gestellt.

In ein flüssiges Dielektrikum von der Leitfähigkeit σ_0 und der D. E. K. ε_0 wird ein Rotationsellipsoid aus einer andern Substanz von der Leitfähigkeit σ an einem dünnen Faden so aufgehängt, daß die Umdrehungsachse a des Ellipsoids horizontal steht. Länge der zweiten Achse b.

Man erzeuge in dem Dielektrikum zwischen zwei Platten ein elektrisches Feld, das bei Abwesenheit des eingehängten Körpers homogen wäre (Feldstärke E also konstant). Die Kraftlinien dieses Feldes sollen horizontal laufen. Den spitzen Winkel zwischen Achse a und Feldrichtung nennen wir ϑ. Ist dies ϑ von Null und einem Rechten verschieden, dann wird durch das Feld auf den Körper ein Drehmoment um den Aufhängefaden vom Betrag D ausgeübt. Die Größe dieses Drehmoments läßt sich auf zweierlei Weisen bestimmen:

1. Mit den Hilfsmitteln der theoretischen Physik als Funktion der geometrischen, mechanischen und elektrischen Eigenschaften des Rotationskörpers und der Flüssigkeit,

2. experimentell durch Bestimmung des auf den Faden ausgeübten Torsionsmoments.

Durch Gleichsetzen der beiden so gefundenen Werte läßt sich eine der Konstanten, von denen D abhängt, bestimmen. Die geometrischen Größen des Ellipsoids sind bekannt, die mechanischen Eigenschaften und die Leitfähigkeiten der beiden Stoffe nach anderen Methoden leicht zu bestimmen. Unbekannt sind nur noch die D. E. K.

Der Witz der Methode besteht darin, daß bei Wahl eines Rotationsellipsoids als Aufhängekörper das Drehmoment nur von der D. E. K. ε_0 der Flüssigkeit (und zwar linear), nicht aber von der des Aufhängekörpers (ε) abhängt.

Die Lösung des potentialtheoretischen Problems, auf das die Bestimmung des Drehmoments führt, ergibt als inneres Potential eine lineare Ortsfunktion, als äußeres Potential einen linearen Bestandteil, dem sich die Komponenten X, Y der Stärke des Gravitationsfeldes des mit Masse von der Dichte 1 homogen erfüllten Ellipsoids überlagern. Die Berechnung der Kraftkomponenten wird, soweit nötig, mitgeteilt, die Auswertung des Integrals über die Oberfläche des Ellipsoids jedoch unterdrückt. Es sei

$$\mu = \frac{\sigma}{\sigma_0}, \quad K = \frac{b}{a}.$$

Dann ergibt sich

$$D = \frac{8\,\varepsilon_0\, E^2 \sin 2\vartheta\,(a^2 - b^2)}{a\left(X_o + \frac{4}{\mu - 1}\right)\left(Y_o + \frac{4}{\mu - 1}\right)} \cdot \left\{ \frac{1}{15}\,\frac{a^2 + b^2}{\mu - 1} + \frac{1}{35}(a^2 - b^2) + \frac{1}{15} b^2 + \frac{1}{4} b^2 \Lambda \right\}, \text{ wo}$$

$$\Lambda = \frac{-2}{(1 - K^2)^2}\left(\frac{1}{3} + \frac{2}{3} K^2 + \frac{K^2}{2\sqrt{1 - K^2}} \lg \frac{1 - \sqrt{1 - K^2}}{1 + \sqrt{1 - K^2}}\right), \text{ wenn } K < 1;$$

$$\Lambda = -\frac{4}{15}, \text{ wenn } K = 1;$$

$$\Lambda = \frac{-2}{(K^2 - 1)^2}\left(\frac{1}{3} + \frac{2}{3} K^2 - 2\sqrt{K^2 - 1} \cdot \operatorname{artg} \sqrt{K^2 - 1}\right), \text{ wenn } K > 1.$$

Da D dem Quadrat der Feldstärke, also dem Quadrat des an die Platten angelegten Potentials, proportional ist, kann man die Messung statt mit konstantem Feld auch mit einem Wechselfeld ausführen, wenn nur die Bedingung der Quasistationarität erfüllt ist, wenn also die Ausdehnung der ganzen Meßeinrichtung klein ist gegenüber der Wellenlänge der verwendeten Schwingungen.

[1]) Die D. E. K. einiger technologisch wichtiger Stoffe hat der Verfasser bereits früher mitgeteilt: „Dielektrizitätskonstanten einiger wässriger Lösungen und ihre Deutung nach der Dipoltheorie von Debye". Annalen der Physik IV, **70** (1923), S. 63—80.

Der Verfasser diskutiert die günstigsten Versuchsbedingungen (sehr flaches oder sehr gestrecktes Ellipsoid besonders geeignet; Kugel, d. h. $K = 1$, ungeeignet, da auf sie aus Symmetriegründen kein Drehmoment ausgeübt wird) und gibt für die Grenzfälle mit sehr kleinem und sehr großem K Näherungsformeln für das Drehmoment.

Auch die Ergebnisse über die Feldverteilung, die teils im Laufe der Arbeit vom Verfasser gewonnen werden, teils unschwer aus ihr zu erhalten sind, können nach Ansicht des Referenten für gewisse Zweige der Hochfrequenztechnik von Bedeutung sein, um z. B. bei Untersuchung des Erdinnern mittels elektrischer Schwingungen den Einfluß nicht kugelförmiger Einschlüsse bei sonst homogenem Erdreich zu berücksichtigen. Otto Emersleben.

C. N. Hickman. Alternating-Current Resistance and Inductance of Single-Layer Coils. Bull. Bur. Stand. **19**, S. 73, 1923.

Verfasser schlägt zur Berechnung von Selbstinduktionsspulen einen neuen Weg ein. Er denkt sich den Spulenmantel auf einer Ebene abgerollt und erhält so eine Schar paralleler, in dieser Ebene liegender Drähte, deren Länge gleich dem Spulenumfang und deren Abstand gleich der Ganghöhe ist, und die alle in gleichem Sinne vom Strom durchflossen werden. Die Selbstinduktion eines solchen Systems wird annähernd gleich der einer Spule, deren radiale Ausdehnung groß gegen die achsiale ist. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, so wird offenbar das Kraftfeld an jeder Stelle der Wicklung beeinflußt von dem Felde, welches von den diametral entgegengesetzt liegenden Teilen der Drähte herrührt. Eine solche Spule ist daher angenähert ersetzbar durch zwei parallele Drahtebenen von der Länge des halben Umfanges. Ihr Abstand ist, wie weiter gezeigt wird, gleich dem Radius der Spule zu setzen.

Die Berechnung von Formeln für die Selbstinduktion und den Wirkwiderstand dieser Ersatzschemata bietet erhebliche mathematische Schwierigkeiten. Die Ergebnisse werden in der Form der Quotienten L_n/L_0 bzw. R_n/R_0 mitgeteilt, wobei L_n bzw. R_n Selbstinduktion und Wirkwiderstand bei einer beliebigen Frequenz n, L_0 bzw. R_0 die entsprechenden Gleichstromwerte bedeuten. Diese Ausdrücke haben naturgemäß eine komplizierte Gestalt.

Zur experimentellen Prüfung der Formeln wurden mehrere Spulen konstruiert und bei verschiedenen Frequenzen nach bekannten Methoden (Relativbrücke und Maxwellsche Schaltung zur Vergleichung von Selbstinduktion und Kapazität) gemessen. Berechnete und gemessene Werte stimmen gut miteinander überein. Die Wirkwiderstände werden außerdem nach den Formeln von Sommerfeld und Butterworth berechnet; hier ist die Übereinstimmung weniger befriedigend. Weiter stellte sich heraus, daß der Wirkwiderstand der Endwindungen einer Spule erheblich kleiner ist als der der übrigen Windungen, u. U. sogar negativ werden kann. Ferner wird der Wirkwiderstand relativ größer, wenn nur ein Teil der Windungen eingeschaltet wird, während der Rest als „totes Ende" (mit oder ohne galvanische Verbindung) daran hängen bleibt.

Endlich werden die bei der Ableitung der Formeln gemachten Voraussetzungen (Vernachlässigung der Krümmung der Drähte, gleichartige Stromverteilung in allen Drähten, gleiche prozentische Änderung der Induktivität mit der Frequenz in der Spule und im Ersatzschema) diskutiert sowie der Einfluß und die physikalische Bedeutung der einzelnen Glieder der Formeln besprochen und zahlenmäßig dargestellt.

In einem Anhang wird eine einfache Formel zur Berechnung der gegenseitigen Induktion zweier konachsialer Drahtkreise von gleichem Durchmesser angegeben, deren Ableitung auf dem oben mitgeteilten Verfahren beruht. Sie lautet:

$$M = 2\pi r\, L_n \left(1 + 1{,}172 \frac{r^2}{s^2}\right)$$

wobei unter r der Radius der Drahtringe und unter s der Abstand ihrer Ebenen zu verstehen ist. G. Zickner.

Die VDE-Normalien für Rundfunkgeräte.

Von **Arthur Hamm.**

Soeben erschien der erste Teil der von der Unterkommission III der Hochfrequenzkommission des VDE bearbeiteten Normalien für Rundfunkgerät, unter dem Titel: „Leitsätze für den Bau und die Prüfung von Geräten zum Rundfunkempfang (mit Ausschluß solcher Geräte, die in leitender Verbindung mit einem Starkstromnetz benutzt werden)." Es ist das erste Mal, daß der VDE auf dem Gebiete der Hochfrequenz tätig ist und die vollkommene Willkür und rohe Empirie die bisher hier vielfach herrschend war, einer Ordnung unterwirft. Wir erhoffen viel von diesem Eingreifen. Der großen Wichtigkeit der Sache wegen seien diese Leitsätze im folgenden im Wortlaute abgedruckt, ehe einige Bemerkungen und Ergänzungen dazu gemacht werden mögen.

Die Empfänger und manche Einzelteile sind einer „Schüttelprobe" zu unterziehen. Hierzu wird der zu prüfende Gegenstand in drei zu einander senkrechten Stellungen auf ein Brett geschnallt und je zehnmal einem Fall von 1 cm Höhe unterworfen.

Die Isolationsprüfung der Empfänger und Verstärker im Ganzen sowie mancher Einzelteile erfolgt nach Vornahme einer „Feuchtigkeitsprobe", die in folgender Weise auszuführen ist: Der zu prüfende Apparat wird in einen Raum von etwa 20° C gebracht, in dem sich Wassernebel befindet. Diese Prüfung dauert in geöffnetem Zustande 12 Stunden. Darauf verbleiben die Apparate 24—36 Stunden zum Trocknen in einem Raum von 15—20° C mit normalem Feuchtigkeitsgehalt.

Die nachstehend angegebenen Prüfspannungen gelten für Gleichstrom; sie können für alle Prüfungen auf Durchschlagsfestigkeit durch Wechselspannungen gleichen Scheitelwertes ersetzt werden. Die Prüfdauer beträgt mindestens 1 Minute.

Alle verwendeten Baustoffe sollen wärmesicher sein, d. h. sie dürfen bei 50° C keine, den Gebrauch beeinträchtigende Veränderung erleiden.

Alle Geräte und Einzelteile, für die das Prüfzeichen des VDE beansprucht wird, müssen ein von außen sichtbares, haltbar angebrachtes Ursprungszeichen tragen.

A. Einzelteile.

1. Klemmen. Die Verwendung ungeeigneten Materiales, wie Zink, Eisen, Spritzguß und Reinaluminium ist untersagt. Der Gewindedurchmesser bei äußeren Anschlußklemmen darf nicht unter 3 mm betragen.



2. Kondensatoren, veränderlich. Sie werden nach der Feuchtigkeitsprobe mit 440 V Gleichstrom auf Durchschlagsfestigkeit geprüft und sollen einen Isolationswiderstand von mindestens 10 Megohm haben. Die Zuführung zum beweglichen Teile soll kontaktsicher einwandfrei ausgeführt sein, und darf keinen Kontakt mit anderen Metallteilen ermöglichen. Der größte einstellbare Kapazitätswert soll auf den Kondensatoren, sofern diese einzeln vertrieben werden, angegeben sein mit ± 10% Toleranz.

3. Kondensatoren, fest. Sie sollen nach der Feuchtigkeitsprobe den gleichen Anforderungen hinsichtlich Durchschlagsfestigkeit und Isolationswiderstand genügen wie die Kondensatoren unter 2. Die Größe der Kapazität soll auf dem Kondensator angegeben sein. Die Toleranz beträgt unterhalb 500 cm ± 20%, oberhalb 500 cm ± 10%.

4. Kondensatoren oder sonstige Geräte, die die Verwendung des Lichtnetzes als Antenne oder Erde ermöglichen, sollen nach 24 stündigem Liegen in feuchter Luft von 90% und 30° eine Gleichspannung von 2000 V zwischen den Klemmen und gegen den Körper aushalten.

Der Anschluß des Gerätes an das Starkstromnetz unterliegt den Errichtungsvorschriften für Starkstromanlagen.

Bei Anschaltung an das Starkstromnetz und während des Betriebes soll eine Berührung spannungführender Teile unmöglich sein.

5. Spulen für Hochfrequenz. Die fertige Spule soll feuchtigkeitssicher sein. Dieses ist daran zu erkennen, daß ein Wassertropfen nicht eingesaugt wird und keine sichtbare Aufquellung hervorruft. Werden die Spulen aus Litze hergestellt, so sollen die einzelnen Drähte der Litze an den Enden durch Lötung oder Klemmung so zusammengehalten werden, daß sich einzelne Drähte auch bei längerem Gebrauche nicht loslösen können. Die Verbindungen zu beweglichen Spulen sollen so ausgeführt sein, daß ein Lockern der Verbindung nicht eintreten kann. Wicklungen und Anschlüsse beweglicher Spulen sollen so ausgeführt sein, daß sie sich nirgends reiben.

6. Röhrenfassungen. Maße und Toleranzen sind entsprechend den Normen des VDE auszuführen. Der Isolationswiderstand der Gitter- und Anodenbuchse gegeneinander, gegen die übrigen Buchsen und gegen den Körper soll nach erfolgter Feuchtigkeitsprobe mindestens 20 Megohm betragen.

7. Gitterableitungswiderstände. Diese werden als Einzelteile nicht geprüft.

8. Heizwiderstände, regelbar. Der Wicklungsträger soll unentflammbar und feuchtigkeitssicher sein. Auch bei Erwärmung soll sichergestellt sein, daß keine Verlagerung der Windungen eintritt und daß ferner im ganzen Regelbereich keine Unterbrechung eintreten kann. Die Anbringung der Widerstände soll so erfolgen, daß bei Dauerbetrieb im ungünstigsten Falle keine gefährliche Erwärmung stattfinden kann.

Widerstände mit Wicklungsträgern aus emailliertem Metall und Wicklungen aus oxydiertem Widerstandsdraht sollen nach 20 maliger Belastung mit dem $1^1/_2$ fachen Heizstrome (Belastungsdauer und Pausen je 10 Min.) eine Spannung von 100 V Gleichstrom zwischen Wicklung und Körper sicher aushalten. Außerdem soll der Träger gegen Körper mindestens einer Prüfspannung von 440 V gewachsen sein. Bei eingebauten Widerständen ist durch einen Pfeil anzudeuten, in welcher Richtung eine Zunahme des Stromes erfolgt.

9. Niederfrequenz-Transformatoren. Die Isolation der Wicklungen gegeneinander und gegen Körper soll mindestens 10 Megohm betragen und 440 V Gleichstrom aushalten. Die Anschlüsse sollen mindestens 0,3 mm stark sein. Außerdem sollen die Windungszahlen der Wicklungen angegeben sein.

Die Spulenanschlüsse sind mit p_1 p_2 bzw. s_1 s_2 zu bezeichnen. Hierbei bedeutet p (primär) die Wicklung mit der geringeren Windungszahl; 1 bezeichnet die Enden, die die größere Kapazität gegen den Eisenkern haben. Die Folge 1—2 soll bei beiden Spulen den gleichen Windungssinn ergeben. Statt der Bezeichnungen p_1 p_2 s_1 s_2 können auch die Farben weiß, gelb, rot, blau verwendet werden.

10. Schalter. Nach 5000 Schaltwechseln sollen die Schalter noch betriebssicher arbeiten. Für Kontaktstellen dürfen nicht verwendet werden: Eisen, Zink, Aluminium, Spritzguß.

B. Empfänger im Ganzen.

1. Der Isolationswiderstand aller stromführenden Teile gegen Körper (Erde) und gegeneinander soll nach der Feuchtigkeitsprobe mindestens 5 Megohm betragen.

2. Die Empfänger sind auf Empfindlichkeit, Abstimmschärfe und Verzerrungsfreiheit zu prüfen. Nähere Bestimmungen sind in Vorbereitung.

3. Leitungsverlegung. Sie soll so durchgeführt sein, daß bei der Schüttelprobe keine störende Lagenveränderung eintritt. (Wegen des erforderlichen Isolationswiderstandes siehe unter Ziffer 1 dieses Abschnittes.)

4. Lötungen sind so auszuführen, daß spätere Zerstörungen nicht eintreten können. Insbesondere dürfen keine Reste chlorhaltiger Lötmittel zurückbleiben. Die Anwendung von Kolophonium wird empfohlen.

5. Skalen. Teilungen sind in Ganzen, Halben, Fünfern und Zehnern der Einheit der gewählten Unterteilung auszuführen. Ferner ist ein Zeiger oder eine Einstellmarke anzubringen. Der eindeutige Zusammenhang zwischen Skalenangabe und der Stellung des beweglichen Teiles soll gegen normale Beanspruchung gesichert sein.

C. Niederfrequenzverstärker.

Sie werden mit Tonfrequenzen von 400—1000 je Sek. geprüft. Die Verstärkungsziffer der Spannung soll je Rohr an keiner Stelle weniger als drei betragen und bei keiner Stelle des Prüfbereiches über das vierfache des Mindestwertes hinausgehen. Bei der Prüfung sind die Rohre zu verwenden, für die der Verstärker gebaut ist.

. . . .

Es unterliegt keinem Zweifel, daß wir mit der Aufstellung dieser Normen einen großen Schritt vorwärts gekommen sind, mag man sich mit ihnen nun in allen Teilen einverstanden erklären oder nicht. Denn was auf diesem Gebiete bisher geleistet wurde, spottete aller Beschreibung, war oft technisch so minderwertig, daß man von Glück sagen konnte, wenn man überhaupt Empfang hatte. Das war die Folge davon, daß sich zahllose sehr zweifelhafte Existenzen dieses Gebietes als eines scheinbar geeigneten Ausbeutungsobjektes bemächtigt hatten und, ohne daß ihre Objektivität von Sachkenntnis getrübt gewesen wäre, drauflos bauten. Bei dem Mangel an eigentlichen Fachleuten sind solche Zustände gar nicht einmal verwunderlich. Und auch mancher brave Installateur oder ehemalige Monteur der meinte, er müsse es doch verstehen, ohne daß er von den Besonderheiten der Hochfrequenztechnik eine Ahnung hatte, hat mit dazu beigetragen, den Ruf der deutschen Radioindustrie zugrunde zu richten. Diesen Leuten wird jetzt doch wenigstens das Handwerk viel saurer gemacht, denn das kaufende Publikum wird sich bald daran gewöhnen, nach dem VDE-Zeichen zu fragen. Und wenn auch diese Normalien noch

nicht allen Ansprüchen genügen, so bilden sie doch einen günstigen Anfang. Die im folgenden gemachten Zusätze und Abänderungsvorschläge gehen vom Standpunkte des Apparate-bauenden Ingenieurs aus, mögen sich noch recht viele Fachgenossen anschließen.

Die vorgeschriebene Schüttelprobe soll feststellen, ob der Apparat den unvermeidlichen Beanspruchungen des Versandes gewachsen ist. Die Fallhöhe von 1 cm dürfte wohl auf einem Druckfehler beruhen, denn bei einem Fall um 1 cm bleibt auch der schlechtest gebaute Empfänger in Ordnung, es soll wohl heißen 1 m. Diese Probe erscheint recht hart. Denn beim Versand ist der Apparat wohl verpackt in Wellpappe und Holzwolle, so daß ihm selbst bei einem Fall um 1 m ein harter Stoß erspart bleibt. Wenn der Funkfreund aber seinen Apparat vom Tische wirft, mag er auch den Schaden tragen. Bei einem solchen Fall können Beanspruchungen vorkommen, die auch einem gut gebauten Apparat zum Schaden gereichen, ohne daß deshalb dem Erbauer ein Vorwurf zu machen wäre. Es kann leicht die Hartgummiplatte springen, wenn sie ein wenig hoch vulkanisiert ist, wie es für die Zwecke, denen sie sonst dienen soll, doch erwünscht ist. Fraglich erscheint auch, ob es sich bei einer so kräftigen Beanspruchung vermeiden läßt, daß Einzelteile sich lockern, mögen sie auch gut befestigt sein. Hinsichtlich der Festigkeit gegen Verbiegen ist federharter Messingdraht als Verbindung natürlich sehr günstig, wenngleich er die Verlegung schwieriger macht.

Ebenso wie die Schüttelprobe scheint auch die Feuchtigkeitsprobe etwas gar zu weit zu gehen. Man bedenke, daß die Apparate aus Holz, Hartgummi und einigen manchmal recht zweifelhaften Preßmaterialien aufgebaut sind, wie solch ein Apparat nach der Feuchtigkeitsprobe aussehen wird, kann man sich vorstellen. Die schlechten Preßmaterialien auszumerzen muß ja Ziel der Technik sein, insofern ist jede Probe, die dazu beiträgt, zu begrüßen, aber wie wird sich z. B. der Holzkasten dazu verhalten? Es wäre daher wohl besser gewesen, eine Isolationsprüfung im Ganzen bei einigermaßen hohem Feuchtigkeitsgehalt vorzuschreiben und die Wassernebelprobe auf die Einzelteile, bei denen sie von Nutzen ist, zu beschränken.

Bei den Klemmen wäre es anstatt der negativen Bedingungen doch vielleicht richtiger gewesen, einfach Messing als allein zulässiges Material zu erklären, da doch tatsächlich alle guten Klemmen aus Messing sind. Natürlich soll man den technischen Fortschritt, der zu neuen wertvollen Legierungen führen kann, nicht hemmen, aber dem wäre ja leicht durch irgend eine Zusatzbestimmung (besondere Prüfung) Rechnung zu tragen. Wahrscheinlich ist es eben nicht, daß man vom Messing abgeht.

Bei den Kondensatoren vermißt man eine Vorschrift, die eine Sicherung gegen Berührung beider Plattensysteme nach dem Einbau, ein überaus häufiges Leiden böte. Die Durchschlagprobe kann doch nur feststellen, ob Schluß vorhanden ist und daß bei den zur Probe eingelieferten Musterstücken, die noch dazu keiner Beanspruchung unterworfen werden, kein Schluß vorhanden sein wird, ist sicher. Sollten aber nicht gerade die Drehkondensatoren sehr geeignet sein, der Schüttelprobe unterworfen zu werden? Es findet sich merkwürdigerweise nirgends bei Einzelteilen die Vorschrift, daß sie geschüttelt werden sollten, obwohl der erste Satz der Vorschriften davon spricht, daß auch manche Einzelteile der Schüttelprobe zu unterwerfen seien. Überhaupt wäre bei den Kondensatoren ein näheres Eingehen wohl geboten gewesen, eine Normalisierung, die sich der für Glühlampen, Sicherungen usw. mehr annäherte. Zu gutem Teile sind ja die Kondensatoren schon recht einheitlich gebaut, sie haben z. B. wohl durchweg Platten von 3 cm Durchmesser. Auch haben durchgängig die 500 cm Kondensatoren 21, die 1000 cm Kondensatoren 51 Platten. Die Unterschiede bestehen fast nur noch in der Ausführung der Deckplatten, die man aus Aluminium, Messing, Hartgummi und Pertinax findet, manchmal rund, manchmal achteckig. Bei manchen Kondensatoren sind auch die Platten durch einen Zelluloidring umschlossen. Alle diese Unterschiede sind bedeutungslos und haben keine technische Berechtigung Es wäre daher sehr erwünscht gewesen, wenn der VDE gleich bis ans Ende gegangen wäre und einen allgemein verwendbaren Kondensator geschaffen hätte. Auch hätte sich wohl ein Verbot der Hartgummideckplatten als zweckmäßig erwiesen, da sie sich gar zu leicht ziehen und zum Plattenschluß führen, es ist für den Mechaniker eine Qual, einen solchen Kondensator in einen Apparat einzubauen, weil er ihn drei- oder viermal herausnehmen und nachrichten muß. Pertinax ist viel empfehlenswerter, am besten scheinen aber die Deckplatten aus Aluminium mit umgebördelten Kanten zu sein. Ganz unerwähnt geblieben sind die Kondensatoren mit Feinabstimmung, bei denen es nicht selten ist, daß beim Drehen der inneren, in der Bohrung geführten Achse, sich die äußere mitdreht und umgekehrt. Endlich hätte Vorsorge getroffen werden müssen, einen in jeder Lage verwendbaren Kondensator zu schaffen, gewöhnlich ist nur Vorsorge getroffen, daß der Kondensator u n t e r eine Deckplatte geschraubt werden kann, während der selbstbauende Funkfreund, für den das Aufbauen a u f einem Grundbrette doch entschieden zweckmäßiger ist, in Verlegenheit ist, wie er den Kondensator, dessen Platten dann senkrecht stehen müssen, anbringen soll.

Die Vorschriften über die Kapazitätstoleranz werden verheerend wirken, denn die Abweichungen von dem Sollwerte sind jetzt bei weitem größer. Zum Beispiel hat der unter dem Namen 500 cm gehende Kondensator (die Fabrikate sind darin alle gleich) in Wirklichkeit nur 350 bis 375 cm Kapazität, der 1000 cm doppelt so viel. Nun entsteht die Frage, ob die Industrie in Zukunft die Kondensatoren richtig bezeichnet oder die bisherigen Bezeichnungen beibehält und die Kapazität richtig abstimmt. Wahrscheinlich ist — mit Rücksicht auf die Preisfrage — daß sie jenen Weg gehen wird, und es wäre deshalb empfehlenswert gewesen, daß, um Wirrwarr zu vermeiden, der VDE sogleich Normalkapazitäten festgesetzt hätte, wie es Normalquerschnitte für Leitungen und Normallichtstärken für Glühlampen gibt.

Es fällt auf, daß von der Drehrichtung der Kondensatoren überhaupt nicht die Rede ist, obwohl da eine Normung ganz gewiß am Platze wäre. Es wäre deshalb eine Ergänzung notwendig, dahingehend, daß von der Seite aus gesehen, an der die verlängerte Achse für den Skalenknopf sitzt, Rechtsdrehung zum Volleinschalten des Kondensators führen muß. Das bisherige Durcheinander darf keinesfalls weiter bestehen. Entsprechende Normen wären dann für die Skalenknöpfe vorzusehen. Die Skala soll so angebracht sein, daß bei ausgeschaltetem Kondensator die Grundlinie (0 — 180°) wagerecht steht und bei Rechtsdrehung mit 0° voran nach unten kommt, die Befestigungsschraube soll gegenüber 90° sitzen.

Bei den Blockkondensatoren wäre ebenfalls eine Normung der äußeren Abmessungen wünschenswert gewesen, damit man nicht in Verlegenheit kommt, wenn einem das gewohnte Fabrikat mal ausgeht. Sehr stark verschieden sind die Abmessungen ja sowieso nicht, irgendwelche Berechtigung ist dafür überhaupt nicht zu erkennen, also wäre es besser gewesen, damit sogleich Schluß zu machen. Die Vorschriften über die Kapazitätstoleranz werden auch hier

sehr wohltuend wirken, denn die wirkliche Kapazität weicht von der Sollkapazität oft himmelweit ab. Vermissen könnte man eine Vorschrift über die Grundplatte, für die auch nicht jeder beliebige Baustoff geeignet ist.

Die Vorschriften für die Spulen sind ziemlich selbstverständlich, viel ist dazu kaum zu sagen. Wünschenswert wäre aber gewesen, die Bezeichnung der Induktivität vorzuschreiben, anstatt der Windungszahl, mit der man doch nicht viel anfangen kann. Kennt man die Induktivität, so weiß man, für welchen Wellenbereich man die und die Spule mit dem und dem Kondensator verwenden kann, die gleichartige Vorschrift wie bei den Kondensatoren zu erlassen, wäre ja nur konsequent gewesen.

Bei den Röhrenfassungen ist der Ausschuß leider an der Hauptaufgabe vorbeigegangen, der Vereinheitlichung der unnötig vielen Fassungsarten. Wir haben im wesentlichen zwei herrschende Sockelarten, den sog. internationalen (Philipp's Sockel) und den deutschen, der, soweit mir bekannt, nur von Telefunken hergestellt wird, und auch da nur für einzelne Röhrentypen. Daneben gibt es noch einige andere Sockelformen, die aber keine große Rolle spielen. Der weitaus verbreitetste ist der Philipp's Sockel, mit vier Stiften von 3 mm Durchmesser, von denen drei beieinander und der Anodenstift abseits stehen. Der sog. deutsche Sockel hat vier im Quadrat stehende Stifte von 4 mm Durchmesser. Dieser könnte ruhig wegfallen, wie er auch praktisch keine sehr bedeutende Rolle spielt, daß der VDE versäumt hat, das auszusprechen, ist bedauerlich.

Daß Gitterableitungswiderstände einzeln nicht geprüft werden sollen, ist unverständlich. Mancher Amateur würde sich weniger wundern, daß sein Audion versagt, wenn er imstande wäre, den Gitterableitungswiderstand nachzumessen. Die aufgedruckten Widerstandswerte haben oft nur eine sehr entfernte Ähnlichkeit mit dem wirklichen Werte. Das sollte der Ausschuß unbedingt nachholen.

Bei den Heizwiderständen — für die auch die Schüttelprobe in Betracht kommen dürfte — wäre auch eine eingehende Normung, für die sie durchaus reif sind, wünschenswert gewesen. Namentlich für die Ausführung der Zuleitung vom Kontaktwinkel zur Drehachse wären genaue Vorschriften durchaus am Platze gewesen, weil hier durch konstruktive Fehler zu leicht ein Abheben des Zuleitungshebels von der Achse vorkommt, wodurch der Strom unterbrochen wird. Auch die Ausführung des beweglichen Kontakthebels wäre zu normieren gewesen. Bei der bis auf diese Einzelheiten fast völlig gleichen Ausführung der Heizwiderstände aller Fabriken macht das gar keine Schwierigkeiten.

Bei den Transformatoren fehlt eine Toleranzangabe für das Wicklungsverhältnis. Bei ihnen wäre auch eine eingehende Normung, die sich auf die Dicke des Eisenbleches, den Drahtdurchmesser, die Anordnung der Klemmen usw. bezieht, sehr gut gewesen. Den vielen Schund der einem bei diesem Artikel begegnet, kann freilich keine Normung aus der Welt schaffen, dazu gehören andere Maßnahmen.

Zu den Normen für Empfänger im ganzen ist nicht viel zu sagen, es sei denn, daß allerhand wichtige Dinge darin fehlen. Es wäre z. B. unbedingt notwendig gewesen, vorzuschreiben, daß Klemmen, die Hochfrequenz führen, nicht unmittelbar in Holz gesetzt werden dürfen, wie man das noch oft beobachten kann, wodurch eine große zusätzliche Dämpfung hervorgerufen wird. Daß es noch so häufig vorkommt, liegt natürlich an dem schon eingangs berührten Mangel an wirklichen Fachleuten, der Starkströmler hat ja keine Ahnung davon, wie katastrophal so etwas bei Hochfrequenz wirken kann.

Ferner schweigt sich der Ausschuß ganz über die zu verwendenden Leitungsquerschnitte aus, obwohl die Schüttelfestigkeit damit doch recht eng zusammenhängt. Es wäre empfehlenswert, wenn vorgeschrieben würde, daß nur 1,5 mm quadratischer Messingdraht verwendet werden darf, der hat sich gerade hinsichtlich der Versandfestigkeit bewährt, die schwächeren Querschnitte halten da nicht viel aus.

Merkwürdig ist auch, daß eine Bezeichnung der Klemmen gar nicht vorgeschrieben ist, in Analogie zu den gleichartigen Vorschriften für Maschinen, Transformatoren, Apparate. Bei den meisten Apparaten ist sie ja freilich vorhanden, zuweilen fehlt sie aber auch (Telefunken-Detektorapparat), was kein Vorteil im Gebrauche ist. Diese Vorschrift muß gefordert werden.

Die Prüfung der Empfänger sollte doch außer auf die genannten Punkte sich auf die Lautstärke erstrecken, die selbst bei gleichen Typen oft recht verschieden ausfällt. Damit im Zusammenhang könnte eine Normung der Kopftelephone stehen, die merkwürdigerweise vollkommen fehlt. Das Durcheinander bei ihren Steckern läßt gleichfalls wenig zu wünschen übrig, wenngleich sich allmählich einige Normaltypen herausbilden. Diese Entwicklung abzukürzen ist ja aber gerade Aufgabe des VDE. Merkwürdigerweise fehlt auch eine Normung für Detektoren, weshalb wohl?

Die Bemerkungen über die Skalen sind schon bei den Einzelteilen angebracht. Empfehlenswert wäre es, den etwas dunklen Satz über den eindeutigen Zusammenhang zwischen Skalenangabe und Stellung des beweglichen Teiles durch die einfache und verständliche Fassung zu ersetzen: Der Skalenknopf muß auf der Drehachse unverrückbar befestigt werden können.

Die Normen hätten wir also, fehlt nur noch ihre Durchführung. Die Zeit dazu ist günstig, denn bei dem stockenden Absatz ist es nicht schwer, die notwendigen Umstellungen in der Fabrikation durchzuführen. Aber was viel wichtiger ist als die Anwendung der Normen ist das, die Fabrikation gleichmäßig zu gestalten. Hier haperts am meisten. Die Probestücke, die eine Fabrik an die Prüfstelle des VDE liefern wird, werden immer gut sein, aber wie fallen die anderen Stücke aus? Zu klagen ist ja gerade über die außerordentliche Ungleichmäßigkeit dessen was man erhält, was nützt es, wenn die Normen über die Bezeichnungen der Wicklungsenden bei Transformatoren durchgeführt werden, aber es haben von sechs Spulen fünf Unterbrechung oder Kurzschlußwindungen? Auch bei Honigwabenspulen oder Telephonen sind diese Mängel gar nicht so selten, meistens fehlt nur die Prüfung und man wundert sich nachher, wenn man zu keiner Abstimmung kommt. Wie oft erlebt man es nicht, daß bei einem Blockkondensator sämtliche Folien auf einer Seite abgerissen sind, so daß überhaupt keine Kapazität mehr vorhanden ist? Das ständige Schleifen der Drehkondensatoren wurde schon erwähnt. Es genügt also nicht, wenn ein Fabrikat auf Grund der Prüfung eines Stückes oder einiger Stücke das VDE-Zeichen erhält, sondern es muß die laufende Fabrikation geprüft werden. Die Prüfkommission müßte die Vollmacht erhalten, sich aus der laufenden Fabrikation einige beliebige Stücke aushändigen zu lassen, stimmen die mit den geprüften auffällig nicht überein, so wird das Zeichen entzogen. Natürlich gehört auch dazu, daß Händler, Fabrikanten und Publikum aufpassen, aber das kann man nicht vorschreiben. Deswegen wäre eine Ergänzung der Normen in diesem Sinne unbedingt zu wünschen.



Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. Dr. **L. W. Austin** (Washington), Postrat Dr. **F. Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. **H. Barkhausen** (Dresden), Dr **W. Burstyn** (Berlin), Dr. **A. Esau** (Berlin), Prof. Dr. **H. Faßbender** (La Plata), Dr. **L. de Forest** (Berlin), Dr. **E. Grave** (Berlin), Prof. Dr. **F. Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. **G. Leithäuser** (Berlin), Dr. **S. Loewe** (Berlin), Dr. **E. Lübcke** (Bremen), Dr. Dr. ing. e.h. **A. Meissner** (Berlin), Prof. Dr. **H. G. Möller** (Hamburg), Ingenieur Dr. **V. Poulsen** (Kopenhagen), Dr. **L. Pungs** (Berlin), Dipl.-Ing. **B. Rosenbaum** (Berlin), Dr. **K. Rottgardt** (Berlin), Oberingenieur **O. Scheller** (Berlin), Prof. Dr. **A. Sommerfeld** (München)

und unter besonderer Mitwirkung von

Prof. Dr. Dr. ing. h. c. Max Wien und **Prof. Dr. J. Zenneck**

herausgegeben von

Dr. Eugen Nesper

Vierundzwanzigster Band

Mit 264 Figuren und 2 Tafeln im Text



BERLIN W

Verlag von M. Krayn

1924.



Inhaltsverzeichnis.

A. Originalartikel.

B. Referate.

C. Patentschau.

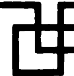
D. Zeitschriftenschau.

E. Berichtigung

Sachregister.

Druck von Gebr. Unger, Berlin SW., Bernburger Straße 30.

Band 24 Heft 1



Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. Dr. **L. W. Austin** (Washington), Postrat Dr. **F. Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. **H. Barkhausen** (Dresden), Dr. **W. Burstyn** (Berlin), Dr. **A. Esau** (Berlin), Prof. Dr. **H. Faßbender** (La Plata), Dr. **L. de Forest** (Berlin), Dr. **E. Grave** (Berlin), Prof. Dr. **F. Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. **G. Leithäuser** (Berlin), Dr. **S. Loewe** (Berlin), Dr. **E. Lübcke** (Bremen), Dr. **A. Meissner** (Berlin), Prof. Dr. **H. G. Möller** (Hamburg), Ingenieur Dr. **V. Poulsen** (Kopenhagen), Dr. **L. Pungs** (Berlin), Dipl.-Ing. **B. Rosenbaum** (Berlin), Dr. **K. Rottgardt** (Berlin), Oberingenieur **O. Scheller** (Berlin), Prof. Dr. **L. Sommerfeld** (München)

und unter besonderer Mitwirkung von

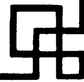
Prof. Dr. Dr. ing. h. c. Max Wien und **Prof. Dr. J. Zenneck**

herausgegeben von

Dr. Eugen Nesper



BERLIN W
Verlag von M. Krayn
1924.



Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) Gold-M. 15.—, Preis des einzelnen Heftes Gold-M. 3.—. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an Dr. Eugen Nesper, Berlin-Friedenau, Trägerstr. 2¹, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W. 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Die Störströme bei quantitativen Messungen mit dem Hochfrequenzverstärker.

Von **Richard Feldtkeller.**

(Mitteilungen aus dem Laboratorium für angewandte Physik der Universität Halle.)

Indizes:

1. im Zwischenkreis. — A. Antennenstörungen.
2. im Rahmenkreis. — g. am Gitter.
a. im Anodenkreis. — k. an der Kathode.
o. bei Resonanz. — h. im Heizkreis.

Zeichen:

φ Richtungswinkel der Rahmenachse gegen den Feldvektor am Ort des Rahmens.
$(J_{2T})_\varphi$ im Rahmenkreisthermokreuz bei der Rahmenrichtung φ gemessener Strom; J_2 reiner Rahmenstrom.
J_{ac} Teilstrom des Rahmenstromes J_2, der über die Gitter-Anodenkreis-Kapazität durch den Anodenkreis fließt.
m Verhältnis von J_{ac} zu J_2.
E_{ac} die dem Strom J_{ac} entsprechende Wechselspannung am äußeren Widerstand.
$\bar{J}_2$ reiner Rahmenstrom mit Rückkopplung.
n der Verstärkungsfaktor für den Rahmenstrom.
$\mathfrak{S}$ eine der Steilheit S verwandte, besonders definierte Größe.

Einleitung.

Im hiesigen Laboratorium angestellte Messungen[1]) hatten gezeigt, daß sich die Verstärkerröhre für quantitative Messungen hochfrequenter Gitterwechselspannungen auch bei Verwendung empfindlichster Indikatoren eignet. Wenigstens für einfache stabile Schaltungen sind die Betriebsverhältnisse konstant genug, um die Messungen über mehrere Stunden hinaus ausdehnen zu können. Und wenn man den Heizstrom der Röhre zur Erzeugung der Gittervorspannung verwendet, so gestattet die Beobachtung des Emissionsstromes als Maß für die Heizstromstärke, daß man genau denselben Betriebszuёand beliebig oft herstellen kann, wobei eine Übereinstimmung der Meßergebnisse innerhalb einer Fehlergrenze von weniger als 1 v. H. zu erzielen ist.

Der Grundgedanke der verwendeten Schaltung ist, in einem Hochfrequenzkreise Schwingungen zu induzieren und die an der Kapazität entstehenden Spannungen als Gitterwechselspannungen zur Erzeugung des Anodenwechselstromes zu verwenden. Wenn die Gittervorspannung, oder bei gegebener Gittervorspannung die Anodengleichspannung so gewählt wird, daß der Arbeitspunkt mit dem Wendepunkt der Kennlinie zusammenfällt, ist Proportionalität zwischen der Schwingung des Hochfrequenzkreises, der als Rahmenkreis bezeichnet sein soll, und dem Anodenwechselstrom zu erwarten. So bestimmt sich ein Proportionalitätsfaktor, der den Zusammenhang zwischen dem magnetischen Fluß durch die Windungsfläche des Rahmens und dem Anodenwechselstrom vermittelt, und damit kann die Anlage zur Messung schwacher hochfrequenter Wechselfelder Verwendung finden.

Bei dem Versuch, diesen Faktor festzulegen und derartige Messungen auszuführen, zeigten sich Ergebnisse, die scheinbar mit der Theorie in Widerspruch standen. Vor allem fand sich eine starke Abhängigkeit des Rahmenstromes von den Vorgängen im Verstärker, also vom Anodenkreiswiderstand und der Anodengleichspannung. Auf genauere

[1]) Dr. Schulze, Diss. Halle 1922: Der Hochfrequenzverstärker als quantitatives Meßgerät.

Festlegung der Abweichungen will ich in jedem gegebenen Fall eingehen, hier nur allgemein bemerken, daß es in vorliegender Arbeit darauf ankam, die benutzte Meßanordnung nach störenden Strömen und nach kapazitiven Nebenschlüssen zu untersuchen, somit die Frage zu beantworten, wie weit infolge der hohen Frequenz der Größenordnung 10^6 die Kapazitäten der einzelnen Schaltungsteile gegeneinander im Rahmenkreis Anodenenergie und im Anodenkreis Rahmenenergie auftreten lassen. Es wird sich zeigen, daß sich damit die Unstimmigkeiten beseitigen.

Die Versuchsanordnung.

Die Hochfrequenzschwingungen von etwa 1000 m Wellenlänge werden in einem Röhrengenerator in Spannungsteilerschaltung erzeugt, an dessen Arbeitskreis lose, aber veränderlich der Zwischenkreis, Kreis 1, angekoppelt ist. Die Konstanz des Heizstromes der Generatorröhre ist wichtig für die Frequenz der entstehenden Schwingungen. Bei allen Messungen ist daher das Eintreten stabilen Arbeitens abgewartet, das etwa eine halbe Stunde nach Heizbeginn erfolgte. Die nach dieser Zeit erzeugten Schwingungen sind, nach der Stromstärke J_1 im Zwischenkreis zu urteilen, bis auf geringe Schwankungen um einen Mittelwert konstant. Diese Schwankungen dürften teils auf Vorgänge innerhalb der Röhre, teils auf Änderungen der Anodenspannung, die dem Netz des städtischen Elektrizitätswerkes entnommen wurde, zurückzuführen sein. Sie waren in den Nachtstunden, in denen alle wichtigen Messungen erfolgt sind, geringer als am Tage. Da innerhalb dieser engen Grenzen genaue Proportionalität alle Ströme mit J_1 gefunden wurde, habe ich sämtliche Messungen auf einen Mittelwert $J_1 = 35{,}0 \cdot 10^{-3}$ Amp.[2]) rechnerisch zurückgeführt, um sie miteinander vergleichbar zu haben.

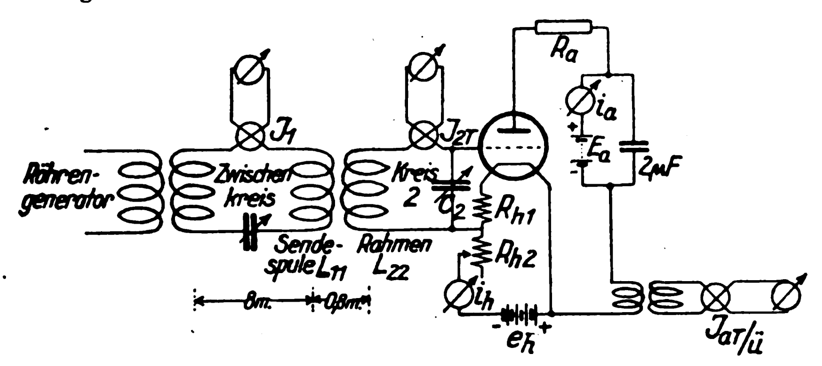


Fig. 1. Schaltungsschema.

Der Zwischenkreis enthält außer der Spule für die Kopplung zum Generator, einem Drehkondensator und dem Thermokreuz eine weitere Induktion, die Sendespule, an die der Rahmenkreis angekoppelt ist. Diese Spule, eine Flachspule mit dem Selbstinduktionskoeffizienten $L_{11} = 232\,000$ cm, steht fest, während der Rahmen in üblicher Weise um eine vertikale Achse drehbar ist. Auch im Maximum ist die Kopplung Sendespule-Rahmen als extrem lose zu bezeichnen, und die Gesamtanlage ist so dimensioniert, daß ein unmittelbares Einwirken des Generators auf den Rahmenkreis nicht nachzuweisen ist.

Der Rahmenkreisstrom J_2 wird mit einem hochempfindlichen Thermokreuz gemessen, dessen Meßbereich zwischen $5 \cdot 10^{-5}$ und $100 \cdot 10^{-5}$ Amp. liegt. Nur der hohen Vollkommenheit der mir zur Verfügung stehenden Thermokreuze ist es zu verdanken, daß Messungen wie die ausgeführten überhaupt möglich waren. Denn der Bereich des gradlinigen Teiles der Kennlinie, etwa ± 2 Volt, bedingt eine obere Grenze für den Rahmenstrom.

Der Widerstand R_{h1} im Heizkreis, der die negative Gittervorspannung $e_g = R_{h1} \cdot i_h \sim -7$ Volt schafft, ist induktionsfrei gewickelt. Es ist zu beachten, daß er vor Temperaturschwankungen gut geschützt ist, und vor der Messung muß er mit seiner Umgebung im thermodynamischen Gleichgewicht sein und damit konstante Gittervorspannung ausgebildet haben.

Der Anodenkreis enthält zunächst der Anode leicht auswechselbar den induktionsfreien Widerstand R_a. Er wird durch einen Graphitstrich, der auf einem Mattglasstreifen gezogen ist, gebildet, und es wurden Widerstände zwischen 2500 und 100 000 Ohm benutzt. Die Lage dieses Widerstandes im Anodenkreis ist, wie sich später zeigen wird, von der größten Bedeutung.

Hinter dem Widerstand liegt die Spannungsquelle, eine Batterie kleiner Akkumulatorenzellen, die durch einen $2\,\mu F$-Kondensator überbrückt ist, damit der Widerstand, den der Anodenkreis der Schwingung bietet, unabhängig von der Anzahl der eingeschalteten Zellen ist.

Der Anodentransformator ist sekundär mit einem Thermokreuz von 42 Ohm Widerstand belastet, das Ströme zwischen $3 \cdot 10^{-5}$ und $60 \cdot 10^{-5}$ Amp. zu messen gestattet. Für die von mir benutzte Schwingung wurde für den Transformator experimentell und aus dem Transformatordiagramm ein Stromübersetzungsverhältnis $\ddot{u} = \frac{\text{Primärstrom}}{\text{Sekundärstrom}} = 0{,}72$ gefunden, und für die Primärschwingung ist sein Widerstand $50 + j\,320$ Ohm.

Die beiden Spiegelgalvanometer, die zur Messung der Thermokräfte im Rahmen- und Anodenthermokreuz dienen, stehen auf Wandkonsolen aus Stein und sind so gerichtet, daß beide Beobachtungsfernrohre nahe beieinander in einiger Entfernung von der Apparatur stehen, wodurch große Bewegungen des Beobachters für beide Ablesungen und damit Störungen der kapazitiven Verhältnisse praktisch vermieden werden.

Für die Messungen wurde die Telefunkenröhre *RE* 16 No 26314/3 benutzt.

Die Ströme im Rahmenkreis ohne den Verstärker.

Infolge der Energiezerstreuung durch die Nebenschlüsse der Röhrenkapazitäten war von vornherein eine Abnahme des Resonanzstromes im Rahmenkreis bei Anlegen des Verstärkers zu erwarten. Sie tritt tatsächlich aber nur solange ein, als das Thermokreuz in dem Zweige des Rahmenkreises liegt, wie es in Fig. 1 angegeben ist. Ich will Gitterseite und Kathodenseite des Rahmenkreises als Bezeichnungen gebrauchen. Wenn nämlich, bei sonst unveränderter Anlage, das Thermokreuz in die Kathodenseite gelegt wird, nimmt bei der benutzten Anlage der Rahmenkreisresonanzstrom zu, wenn der Verstärker angelegt wird. An diesem Verhalten ändert sich qualitativ nichts, wenn die Anodenbatterie abgelegt und der Heizstrom ausgeschaltet wird. Es kann sich also nicht um Rücklieferung von Anodenkreisenergie an den Rahmenkreis handeln, sondern es muß durch die Lage des Thermokreuzes ein Zusatzstrom bedingt sein, der sich zur eigentlichen Rahmenschwingung addiert oder subtrahiert.

Dann kann auch umgekehrt dieser zunächst hypothetische Zusatzstrom unverändert gehalten werden, indem das Thermokreuz in der Gitterseite liegen bleibt, während die Rahmenschwingung auf irgend eine Weise systematisch geändert wird, um wenn möglich beide zu trennen.

[2]) Diese und alle folgenden Zahlenangaben bedeuten Effektivwerte.

Diese Überlegungen führten auf eine Drehung des Rahmens, auf die Aufnahme einer J_{2T}-φ-Kurve. Mit J_{2T} sei der im Thermokreuz wirklich gemessene Strom bezeichnet und φ bedeute den Richtungswinkel der Rahmenachse gegen die Feldrichtung am Ort des Rahmens. Theoretisch ist bei konstant gehaltener Feldstärke ein proportionaler Gang von J_{2T} mit $|\cos\varphi|$ zu erwarten, also

$$(i_{2T})\varphi = i_2 \cdot \cos\varphi = -j\,\frac{i_1 L_{12}\,\omega}{\Re_2} \cdot \cos\varphi.$$

Die Messungen ergaben erhebliche Abweichungen von dieser Kurvenform.

Um zunächst übersehbare Verhältnisse zu bekommen, beobachtete ich ohne Verstärker. Die J_{2T}-φ-Kurve hatte die Gestalt der Kurve 1 auf Fig. 2. Die Maxima liegen um 180° auseinander; sie wurden zur Bestimmung der Richtung $\varphi = 0^0$ und $\varphi = 180^0$ und damit der Richtung des $\mathfrak{H}$-Vektors am Ort des Rahmens benutzt. Obwohl die Achse der Sendespule durch die Mitte des Rahmens hindurchgeht, liegt $\mathfrak{H}$ dort nicht in ihr, sondern um etwa 5° dagegen verdreht. Vermutlich tragen die seitlichen Zuleitungen zur Sendespule zur Ausbildung des Feldes mit bei.

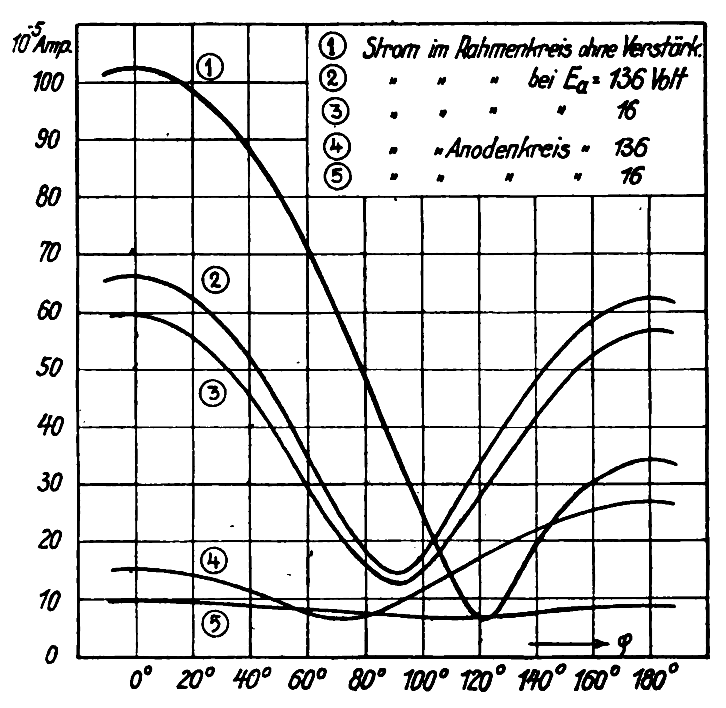


Fig. 2. Die Ströme im Rahmen- und Anodenkreis als Funktion der Rahmenrichtung φ.

Aus der Gestalt der J_{2T}-φ-Kurve kann nun auf die Natur des Stromes geschlossen werden, der, unabhängig von φ, die Verzerrung der reinen Kosinuskurve ergibt. Ein zur Rahmenschwingung addierter Gleichstrom oder eine Schwingung anderer Frequenz würde nur eine Parallelverschiebung der Kosinuskurve zu größeren J_{2T}-Werten bewirken. Die Unsymmetrie und die Abrundung des Minimums statt der erwarteten Spitze können nur einen Wechselstrom derselben Frequenz als Ursache haben, der gegen die Rahmenschwingung phasenverschoben ist. Ich will die Zusatzschwingung deshalb in zwei Komponenten zerlegen, in Richtung der reinen Rahmenschwingung und senkrecht dazu. Dann muß gelten

$$(i_{2T})\varphi = i_2 \cdot \cos\varphi + i_{2A} + j\,i'_{2A}, \qquad (1)$$

wobei, wie üblich, j die Phasenverschiebung $\frac{\pi}{2}$ bedeutet. Aus nebenstehendem Stromdiagramm der Gleichung (1) ersieht man, daß das Minimum für J_{2T} nicht mehr bei $\varphi = 90^0$ liegt, sondern durch $i_2 \cdot \cos\varphi + i_{2A} = 0$ bestimmt wird. Das Diagramm veranschaulicht auch deutlich die Abrundung des Minimums.

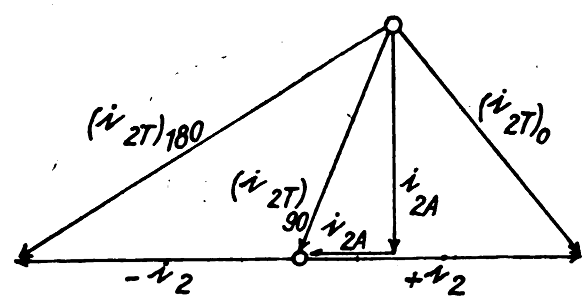


Fig. 3. Stromdiagramm des Rahmenkreises.

Über das Zustandekommen der durch den Index A gekennzeichneten Antennenströme klärten folgende zwei Versuche auf:

Es hatte sich oben gezeigt, wie die Lage des Thermokreuzes im Rahmenkreis von wesentlichem Einfluß war. Damit war es wahrscheinlich, daß die Erdkapazität des Spiegelgalvanometers maßgebend sein konnte, die dadurch verändert wurde, daß das Instrument mit einem Halbzylinder aus Zinkblech umstellt wurde. Es ergab sich tatsächlich eine Änderung der Antennenströme mit folgenden Werten:

Erdkapazität	J_{2A} [3]	J'_{2A}
normal	$1{,}7 \cdot 10^{-5}$ Amp.	$13{,}0 \cdot 10^{-5}$ Amp.
vergrößert	4,6	15,0

Zweitens zeigte es sich, daß die Ströme von der Gestalt der Zuleitungen zum Galvanometer, von der Gestalt der Antenne also, abhingen. So konnte ich sie in sehr weiten Grenzen dadurch verändern, daß ein etwa 2 m langer Draht an das Thermokreuz angeschlossen und sein freies Ende an einem Stativ befestigt wurde, das auf dem Fußboden längs einer Geraden etwa parallel der Verbindungslinie Sendespule-Rahmen verschoben werden konnte. In beistehender Figur sind verschiedene Stellungen angedeutet. Durch systematisches Vorgehen ließ sich eine Stellung finden, bei der die Maximalwerte $(J_{2T})_0$ und $(J_{2T})_{180}$ einander gleich wurden und das Minimum bei 90° lag, wobei aber $(J_{2T})_{90} \neq 0$ war.

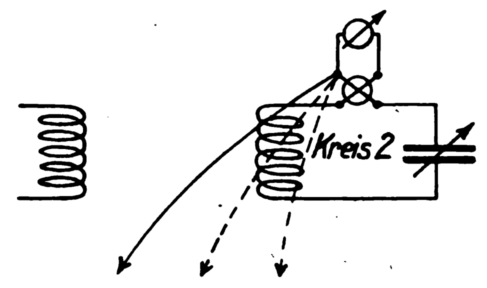


Fig. 4. Die Zusatzantenne.

Mit der Zusatzantenne konnte also der Antennenstrom nur verändert, nicht aber zum Verschwinden gebracht werden; vor allem gelang es, auch nach Anlegen des Verstärkers, durch dessen ausgedehnte Schaltung sich die Antennenverhältnisse sehr stark ändern, die J_{2T}-φ-Kurve wieder auszubalanzieren und so ihr für die Meßgenauigkeit die günstigste Gestalt zu geben.

In den J_{2A}-Strömen liegt also eine Antennenwirkung vor, derart, daß die eine Seite des Rahmenkreises als An-

[3]) Der Weg zur Berechnung der Komponenten findet sich unter S. 4.



tenne, die andere als Gegengewicht wirkt, und von ihren Dimensionen hängt Amplitude und Phase des natürlich von φ unabhängigen Störstromes $i_{2A} + j\,i'_{2A}$ ab. Wesentlich für die Messungen ist, daß der eigentliche Rahmenstrom, so weit der Kraftfluß durch die Rahmenwindungsfläche konstant bleibt, nicht von der Lage des Zusatzdrahtes abhängt, also gerade der Teil, der zur Messung (der Feldstärke etwa) verwendet werden soll. Diese Unabhängigkeit wird später mit Zahlenangaben belegt werden.

Aus der eben entwickelten Vorstellung über die Entstehung der Zusatzschwingung ergibt sich, daß sie abhängt von dem Werte der Rahmenkreiskapazität C_2, zumal sich mit C_2 auch der Phasenwinkel des Rahmenstromes gegen die aufgedrückte Spannung ändert. Es kann also die Resonanzkurve $(J_{2T})_{\varphi=\text{const.}} = f(C_2)$ nicht in der gewöhnlichen, leicht unsymmetrischen Gestalt erscheinen, sondern muß verzerrt werden. So war für $\varphi = 0^0$ die Unsymmetrie stark vergrößert, und für $\varphi = 180^0$ zeigte sich die Kurve leicht unsymmetrisch im entgegengesetzten Sinn.

Demnach ist es nicht angängig, den am Thermokreuz abgelesenen Wert als Rahmenstrom für die Resonanzkurve oder die Feldstärkebestimmung in Ansatz zu bringen, sondern es mußte ein Weg gefunden werden, die Antennenströme rechnerisch zu eliminieren und den eigentlichen Rahmenstrom zu bestimmen, wobei natürlich immer nur der maximale Wert für $\varphi = 0^0$ gemeint ist.

Am einfachsten ist der Weg, aus drei beobachteten Werten der J_{2T}-φ-Kurve die drei Werte J_2, J_{2A} und J'_{2A} zu ermitteln, was durch

$$\left.\begin{aligned} J_2 &= \sqrt{\frac{(J_{2T})^2_0 + (J_{2T})^2_{180} - 2\,(J_{2T})^2_{90}}{2}} \\ J_{2A} &= \frac{(J_{2T})^2_0 - (J_{2T})^2_{180}}{4 J_2} \\ J'_{2A} &= \sqrt{(J_{2T})^2_{90} - (J_{2A})^2} \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

geschehen kann. Die Formeln ergeben sich aus dem Vektordiagramm Figur 3 der Gleichung (1).

Das aus beigegebenem Nomogramm Fig. 5 zu ermittelnde J_2 ist frei von allen Störungen durch Antennenwirkung, und bei Änderung der Schaltung, etwa bei Aufnahme der Resonanzkurve oder Anlegen des Verstärkers, nur mit dem Wechselstromwiderstand $\mathfrak{R}_2$ der Gesamtanordnung veränderlich. Und umgekehrt kann bei konstanter induzierter EMK eine Änderung von J_2 quantitativ zur Berechnung der Änderung von $\mathfrak{R}_2$ verwendet werden, und damit sind die Untersuchungen möglich gemacht worden, die zur genauen Kenntnis der Versuchsanordnung führen werden. Man sieht, daß die Beobachtung eines Stromes $(J_{2T})_{\varphi=\text{const}}$ derartige Schlüsse nicht gestattet.

Unter Beachtung dieser Ergebnisse fanden sich als Rahmenkreiskonstanten:

Kreisfrequenz: $\omega = 2{,}06 \cdot 10^6$
Resonanzkapazität: $C_{20} = 248{,}6$ cm
Resonanzstrom: $J_{20} = 68{,}5 \cdot 10^{-5}$ Amp.
Dämpfender Widerstand: $R_2 = 50{,}3$ Ohm
Rahmeninduktion: etwa 855 000 cm
maximale Gegeninduktion Sendespule-Rahmen: $L_{12} = 480$ cm.

Die Wirkung des Verstärkers infolge kapazitiver Nebenschlüsse zum Rahmenkreiskondensator.

Die im vorangehenden Abschnitt ausgeführte Methode zur Berechnung des ungestörten Rahmenstromes J_2 beruht auf einem Meßverfahren, das drei Resonanzkurven statt einer benutzt, um Lage und Intensität des jeweiligen Maximums von J_2 zu bestimmen. Diese Unbequemlichkeit läßt sich nicht umgehen, denn auf die Kenntnis des Resonanzwertes J_{20} mit möglichst großer Genauigkeit kommt es bei der Untersuchung der Wirkungen an, die der Verstärker auf den Rahmenkreis infolge der Nebenschlüsse zu dessen Kapazität ausübt. Die jetzt zu beschreibenden Versuche sind

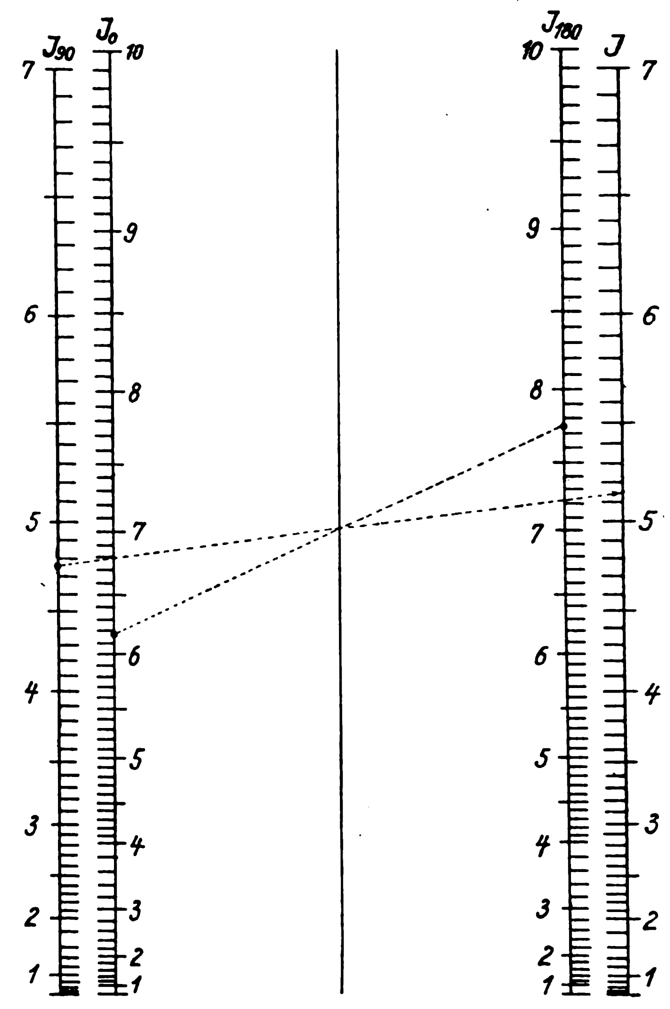


Fig. 5. Nomogramm zur Ermittlung des reinen Stromes J aus den Werten J_0, J_{90} und J_{180}.

bei vollkommen betriebsbereiter Anlage gemacht worden, nur sind statt der optimalen Spannung $E_a = 136$ Volt an der Anodenbatterie nur 16 Volt abgegriffen worden.[4]) Die Lage aller Drähte war so fixiert, daß eine Verlagerung beim Auswechseln der Akkumulatoren vermieden wurde.

Nach Anlegen des Verstärkers ging der Kapazitätswert des Rahmendrehkondensators, für den Resonanz eintrat, von $C_{20} = 248{,}6$ cm auf 214,5 cm zurück. Der Nebenschluß der Röhre ist demnach bei $R_a = 0$ einer Kapazität von 34 cm vergleichbar. Dabei geht die J_{2T}-φ-Kurve von der Gestalt der Kurve 1, Fig. 2, in die der Kurve 3 über. Die zu beiden gehörenden Resonanzstromwerte berechnen sich nach Formel (2) zu $68{,}5 \cdot 10^{-5}$ Amp. und $57{,}9 \cdot 10^{-5}$ Amp.; also erhöht sich der dämpfende Widerstand um einen Wert R_V. Wegen der extrem losen Kopplung ist, wenn immer für Resonanz gesorgt wird, stets das Produkt aus Resonanzstrom und dämpfendem Widerstand gleich ein und derselben Konstanten. Somit kann die (von Schulze in genannter Dissertation angegebene) Formel zur Bestimmung der Wider-

[4]) Der Elektronenstrom beginnt bei $E_a = 40$ Volt zu fließen. 16 Volt wählte ich, da so die Schaltung bequemer war als die für 0 Volt. Zwischen diesen Werten zeigten alle Ströme keinen Unterschied.

standsvermehrung durch Zuschalten des Verstärkers auf den errechneten Strom, aber **auch nur auf diesen**, angewendet werden:

$$R_v = R_2 \cdot \frac{J_2 - J_{2v}}{J_{2v}} \qquad (3)$$

R_2 und J_2 sind Widerstand und Strom ohne den Verstärker, J_{2v} der Strom nach Zuschalten und R_V die dadurch bewirkte Widerstandsvermehrung.

R_v bestimmt sich aus den angegebenen Daten zu 9,2 Ohm. Physikalisch bedeutet das, daß der Rahmenschwingung bei angelegtem Verstärker mehr Energie entzogen wird als in dem Fall, daß für J_2 nur das Dielektrikum des Drehkondensators in Betracht kommt. Die verhältnismäßig geringe Änderung der Drehkondensatorstellung gestattet anzunehmen, daß sich die Verluste in ihm nicht wesentlich verändert haben; dann berechnet sich der **Verlustwinkel** der Verstärkeranordnung zu 2° 10'. Die Größe dieses Winkels kann nicht allein durch die reellen Widerstände der Zuleitungen veranlaßt werden. Man muß vielmehr annehmen, daß die Röhrenkapazitäten nicht durch Luft als Dielektrikum, sondern durch Glas oder andere Isoliermaterialien zwischen den Zuleitungen im Röhrensockel hauptsächlich bestimmt sind.

Die Ermittelung der Röhrenkapazitäten.

Es war nicht möglich, die Eigenkapazitäten der Röhre und die der Zuleitungen mit der Telephonbrücke mit der erforderlichen Genauigkeit zu messen. Denn die Verbindungen der Brücke mit der unbekannten Kapazität bilden Fehlerquellen, weil sie Kapazitäten derselben Größenordnung besitzen. Daher mußte versucht werden, diese Werte in der Schaltung selbst mit Hilfe der Generatorhochfrequenz zu bestimmen.

Die für den Rahmenkreis maßgebliche Kapazität der Röhre zwischen Gitter und Heizkreis besteht aus zwei wesentlich voneinander verschiedenen Teilen. Der eine liegt zwischen Gitter und Kathode, wobei nicht nur die Gitterspirale und der Glühfaden, sondern alle zugehörigen

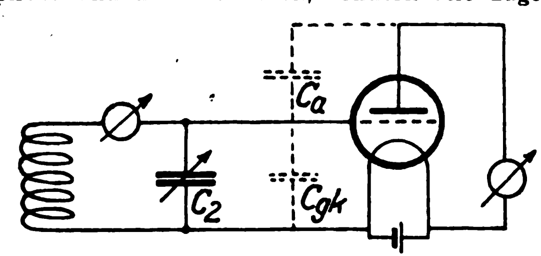


Fig. 6. Die inneren Röhrenkapazitäten am Gitter.

Schaltungsteile (Heizkreis) in Betracht kommen. In nebenstehender Figur ist sie mit C_{gk} angedeutet. Den anderen Teil bedingt der Anodenkreis. Kann er widerstandsfrei angenommen werden, wie in der benutzten Schaltung für $R_a = 0$, wird die Anode mit dem Heizkreis praktisch kurzgeschlossen, gehört also kapazitiv zur Kathodenseite des Rahmenkreises. Die beiden Kapazitäten C_{gk} und C_a liegen also praktisch parallel. Der wesentliche Unterschied beider besteht darin, daß der Strom, der über C_a fließt, **im Anodenthermokreuz zur Anzeige kommen muß.** Und es ist dieser Strom

$$i_{ac} = e_g \cdot j\, C_a \cdot \omega = i_2 \cdot \frac{C_a}{C_{20}} = i_2 \cdot m.\text{[5]} \qquad (4)$$

der so definierte Faktor m, dessen Betrag sich durch gleichzeitige Messung von J_2 und J_{ac} bestimmen läßt, kann also zur Ermittelung von C_a dienen.

[5]) Formel (4) gilt nur angenähert, da die Kondensatorverluste vernachlässigt werden. Doch liegen die begangenen Fehler, solange die Verlustwinkel kleiner als 5° sind, unter 1 v. H.

Nun zeigt die Beobachtung der Anodenströme in Abhängigkeit von φ, die auf Fig. 2 als Kurve 5 wiedergegeben sind, daß auch im Anodenkreisinstrument Antennenstörungen angezeigt werden. Diese bestehen teilweise aus kapazitiv über C_a fließenden Rahmenkreisstörungen. Denn am Gitter liegt nicht die reine Gitterwechselspannung $-j\frac{1}{C_{20}\omega} \cdot i_2$, sondern $(e_g)_\varphi = -j\frac{1}{C_{20}\omega} \cdot (i_{2T})_\varphi$. Wenn ich auf diese Antennenströme dieselben Überlegungen anwende, die zur Aufstellung der Formeln (2) führten, wird entsprechend:

$$\left.\begin{aligned} J_{ac} = m\, J_2 &= \sqrt{\frac{(J_{aT})^2_0 + (J_{aT})^2_{180} - 2\,(J_{aT})^2_{90}}{2}} \\ J_{aA} + m \cdot J_{2A} &= \frac{(J_{aT})^2_0 - (J_{aT})^2_{180}}{4\, J_{ac}} \\ J'_{aA} + m\, J'_{2A} &= \sqrt{(J_{aT})^2_{90} - (J_{aA} + m\, J_{2A})^2} \end{aligned}\right\} \quad (2\text{a})$$

Hier ist aber mit J_{aT} nicht der Strom bezeichnet, der im Anodenthermokreuz selbst angezeigt wird, sondern der entsprechende Primärstrom, der durch Multiplizieren mit dem Übersetzungsverhältnis des Transformators $ü = 0{,}72$ aus dem Thermokreuzstrom erhalten wird.

Um über einen etwaigen Zusammenhang der Antennenströme des Anoden- und Rahmenkreises Aufschluß zu bekommen, veränderte ich bei sonst unveränderter Schaltung die Lage der Zusatzantenne. Wie in der Figur 4 auf Seite 4 angedeutet, verschob ich das ihr freies Ende tragende Stativ und veränderte damit die Antennenströme des Rahmenkreises. Die gewonnenen Werte sind in folgender Tabelle zusammengestellt, die Rechenergebnisse der Formeln (2) und (2a) enthält:

$R_a = 0,\ E_a = 16$ Volt.

J_2	J_{2A}	J'_{2A}	J_{ac}	J_{aA}	J'_{aA}	$\operatorname{arctg}\frac{J'_{2A}}{J_{2A}}$
10^{-5} Amp.	10^{-5} Amp.	10^{-5} Amp.	10^{-5} Amp.	10^{-5} Amp.	10^{-5} Amp.	Grade
57,9	— 23	14,5	4,19	— 1,22	7,85	148°
57,9	— 16	14	4,25	— 1,11	7,75	139°
58,3	— 9	14	4,22	— 1 25	7,6	123°
57,9	+ 9	13,5	4,25	— 1,18	7,3	56°
57,7	+ 16	12	4,28	— 1,23	7,25	37°

Die letzte Spalte gibt den Phasenunterschied zwischen der Antennen- und der reinen Rahmenschwingung. Man sieht, wie sich innerhalb der Meßreihe der Störstromvektor um mehr als 90° gedreht hat. Trotzdem ist J_2 und mit ihm J_{ac} konstant geblieben. Damit ist der Beleg für die schon oben erwähnte Unabhängigkeit beider Schwingungen erbracht. Die Tabelle gibt weiter den Beleg für die ausreichende Genauigkeit, mit der die Messungen gemacht werden können, zumal man bedenken muß, daß die Ströme einzeln zum Teil unterhalb des Meßbereiches der Thermokreuze liegen.

Das im Mittel sich ergebende Verhältnis $\frac{J_{ac}}{J_2} = m = \frac{1}{13{,}5}$ führt nach Formel (4) auf den Wert $C_a = 18{,}5$ cm. Die Summe der parallel liegenden Kapazitäten hatte sich oben, Seite 6, zu $C_{gk} + C_a = 34$ cm ergeben, woraus jetzt $C_{gk} = 15{,}5$ cm, folgt. Dabei ist wieder die Vernachlässigung der Kondensatorverluste gestattet.

Eine zweite Versuchsreihe zu dem gleichen Zweck, den Zusammenhang beider Antennenströme zu ermitteln, wurde bei fest gewählter Antennenlage durch Verändern der Rahmenkreiskapazität in der Umgebung der Resonanzlage erhalten. Es werden also hierbei die J_2-Werte und ihre Phase gegen die Sendewelle geändert, womit in den An-

tennenstromkomponenten starke Verschiebungen bedingt sind. Die Werte sind in Figur 7 kurvenmäßig zur Darstellung gebracht. Zunächst ist J_{ac} als Teilstrom von J_2 nicht mehr konstant, sondern durchläuft die Resonanzkurve.

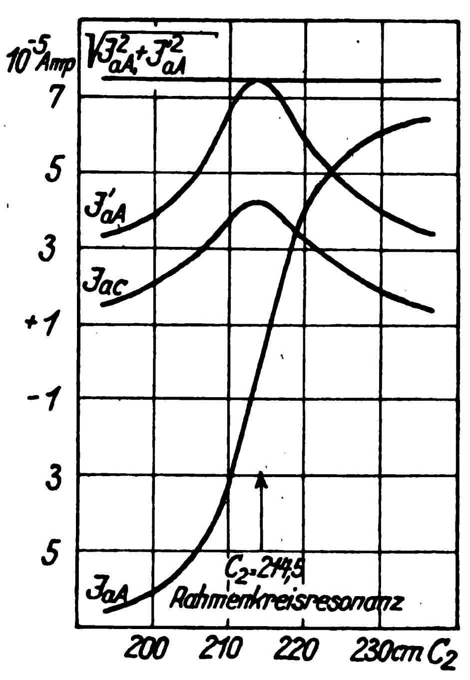


Fig. 7. Die Ströme im Anodenkreis bei **nicht** arbeitendem Verstärker in Abhängigkeit von der Verstimmung des Rahmenkreises.

Das Maximum von J_2, das bei 214,5 cm Kapazität liegt, fällt mit dem von J_{ac} zusammen. Vor allem aber ist interessant, daß der Antennenstrom $\sqrt{J^2_{aA} + J'^2_{aA}}$, der im Anodenkreis entsteht, innerhalb der Meßgenauigkeit konstant, also vom Rahmenkreis unabhängig ist, wie das ähnlich in der vorigen Tabelle auch zum Ausdruck gekommen ist. Dann wird der Verlauf der anderen Kurven ohne weiteres verständlich. Aus der Konstanz des Effektivwertes kann man mit einer großen Wahrscheinlichkeit auf die Konstanz der Phase gegen die Erregerschwingung i_1 schließen. Dagegen ändert sich die Phase von i_2 bzw. i_{ac} gegen i_1, vor allem in Resonanznähe, sehr stark mit C_2. Da vornehmlich die Komponente i_{aA} für den Phasenwinkel charakteristisch ist, wird eine starke gleichsinnige Ab- oder Zunahme zu erwarten sein, wie sie die Auswertung der beobachteten Ströme tatsächlich ergibt. J_{aA} wechselt in der Nähe des Resonanzpunktes sein Vorzeichen, d. h. für Resonanz ist der Antennenstrom um nahezu $\frac{\pi}{2}$ gegen i_{ac} phasenverschoben.

Wenn man den Quotienten $\frac{\delta J_{aA}}{\delta C_2}$ in der Nähe des Wendepunktes der J_{aA}-Kurve auf Änderung des Phasenwinkels von i_2 umrechnet, erhält man 7,3 Grad/cm. Aus den Widerstandswerten des Rahmenkreises läßt sich dieser Wert in guter Übereinstimmung zu 7,7 Grad/cm ableiten. Somit scheint also die Annahme gerechtfertigt, daß die Schwingung $i_{aA} + j\,i'_{aA}$ nahezu unabhängig von den Vorgängen im Rahmenkreis ist.

Die bisher beschriebenen Messungen dieses Abschnittes waren bei verschwindendem Anodenkreiswiderstand ausgeführt. Um einen tieferen Einblick in die kapazitiven Verhältnisse der Meßanordnung zu bekommen, mußte diese Beschränkung aufgegeben werden. Es sind Messungen bei verschiedenen R_a-Werten vorgenommen und aus ihnen nach den angegebenen Formeln für die Resonanzwerte folgende Zahlen errechnet:

E_a = 16 Volt.

R_a Ohm	J_2	J'_{2A}	J_{ac}	J_{aA}	J'_{aA}	R_v Ohm
	10^{-5} Amp.					
0	57,9	13,5	4 2	+ 0,8	7,6	9,2
5 260	55,5	12,6	4,0	1,0	7,8	11,8
10 650	54,0	11,8	3,8	1,2	7,7	13,5
20 200	53,3	11,3	3,6	1,2	7,7	14,4
38 200	53,5	11,2	3,3	1,6	7,6	14,1
59 500	54,0	11,5	3,4	1,5	7,6	13,5
92 600	54,7	11,5	3,2	1,5	7,5	12,7
∞	57,1	13 3	2,9	+ 0,8	7 4	10,0

J_2 fällt zunächst mit wachsendem R_a, erreicht bei rund 25 000 Ohm ein Minimum, um dann wieder anzusteigen und mit unendlich großem R_a fast seinen alten Wert wieder anzunehmen. $R_a = \infty$ ist durch Fortnehmen des Graphitwiderstandes erreicht. Denn wegen der Kapazitäten ist es wesentlich, daß die Trennungsstelle im Anodenkreis da liegt, wo sich vorher R_a befand.

Dem Gang von J_2 entsprechend hat R_V, das nach Formel (3) berechnet ist, ein Maximum. Alles stimmt mit der Vorstellung überein, daß ein Teilstrom von J_2 durch R_a und eine mit ihm in Reihe liegende Kapazität fließt. Aber quantitativ kann in zwei Punkten eine Abweichung festgestellt werden.

Die genannten Teilströme, die ja als J_{ac} unmittelbar gemessen werden, nehmen nicht bis zum Verschwinden bei $R_a \to \infty$ ab, sondern nähern sich dem Werte $2{,}9 \cdot 10^{-5}$ Amp. Folglich muß auch bei $R_a = \infty$ der Weg vom Gitter zum Anodenkreis für die Schwingung passierbar sein, d. h. durch eine Kapazität überbrückt werden, die sich nach denselben Überlegungen, die oben zur Bestimmung von C_a führten, aus $J_{ac} = 2{,}9 \cdot 10^{-5}$ Amp. und $J_2 = 57{,}1 \cdot 10^{-5}$ Amp. zu C_{a_1} = 12,7 cm berechnet.

An sich sind über die Natur dieser Kapazität zwei Annahmen möglich. $R_a = \infty$ ist dadurch erreicht, daß der Anodenkreis an einer Stelle unterbrochen ist. Diese Unterbrechung kann nun durch die Kapazität zwischen beiden Teilen des Anodenkreises überbrückt werden, und C_{a_1} bestände dann aus zwei in Serie liegenden Kapazitäten, von denen C_a bekannt ist. Damit würde sich für die unbekannte Kapazität ein Wert von 40 cm errechnen, die um so unwahrscheinlicher ist, als die Fortnahme des Leitungsweges von der Unterbrechungsstelle bis zur Anode nichts an den Strömen ändert. Die andere Annahme ist die einer Parallelkapazität zur Gitter-Anodenkapazität, die aus den Erdkapazitäten der Gitterseite des Rahmenkreises und des Anodenkreises besteht. Sie gewinnt dadurch an Wahrscheinlichkeit, daß die Fortnahme, ja schon die Stellungsänderung der Anodenbatterie andere Stromwerte bedingt, und vor allem führt sie auf mögliche Größen. Demnach bestände C_a aus zwei Parallelkapazitäten, von denen die eine, C_{ga}, durch Trennen des Anodenkreises zwischen Anode und Batterie ausgeschaltet werden kann. C_{ga} berechnet sich aus $C_a - C_{a_1}$ zu C_{ga} = 5,7 cm.

Die Lage von R_a ist, wie oben Seite 2 schon hervorgehoben, von hoher Wichtigkeit. In der benutzten Anordnung liegt R_a in Serie mit C_{ga} und beide liegen parallel zu C_{a_1}.

Diese Kapazität birgt nun eine Unbestimmtheit in sich. Da sie zum Teil aus der Erdkapazität des Spiegelgalvanometers des Anodenkreises bestehen wird, so durchströmt die Schwingung auf ihrem Wege zur Kathode nicht nur die Primärwindungen des Anodentransformators, sondern auch unmittelbar das Thermokreuz, wodurch Meßungenauigkeiten

entstehen. C_{a1} ist daher durch die Anzeige des Thermokreuzes definiert und besser als Scheinwert einer nicht sicher bekannten Kapazität zu bezeichnen. Jedenfalls kann die bekannten Kapazität zu bezeichnen. Jedenfalls kann die Ungenauigkeit nicht bedeutend sein, da der Primär- und Sekundärstrom des Transformators von gleicher Größenordnung sind.

Die zweite Abweichung besteht in der Lage des Maximums von R_V. Die Kapazität $C_{ga} = 5{,}7$ cm, entsprechend einem Widerstand von rund 75 000 Ohm, und R_a liegen in Reihe. Das Maximum der Energieaufnahme und damit der dämpfenden Wirkung auf den Rahmenstrom müßte also mit $R_a = 75\,000$ Ohm gegeben sein, während es bei 25 000 Ohm gemessen wurde. Diese Tatsache findet ihre Erklärung in dem Parallelschluß, den die Anoden-Kathodenkapazität zu R_a bildet. Wie man aus nebenstehender Figur ersieht, verzweigt sich die Schwingung, die C_{ga} überflossen hat, und gelangt über das Dielektrikum zwischen Anode und Kathode sowie über R_a und den Anodenkreis, d. h. über den Überbrückungskondensator der Anodenbatterie und den Transformator, zur Kathode.

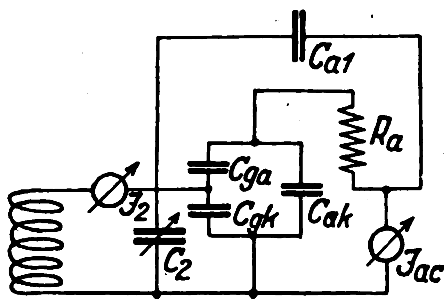


Fig. 8. Die Schaltungskapazitäten.

Da dieser Nebenschluß auch auf die verstärkte Spannung bei arbeitender Röhre so wirkt, daß er nur einen Teil der Energie aus der Röhre austreten läßt [6]), ist auf die Entwicklung eines Verfahrens, das C_{ak} zu messen gestattet, das größte Gewicht zu legen.

Dazu bietet das Teilverhältnis, in dem C_{ga} und R_a die Gitterspannung teilen, eine Möglichkeit: die in R_a verbrauchte Leistung $\frac{E_{ac}^2}{R_a}$ entspricht einer gut meßbaren Änderung des dämpfenden Widerstandes [7]) im Rahmenkreis. Diese Änderung durch Einschalten von R_a gegenüber $R_a = 0$ sei mit ΔR_v bezeichnet. Dann ist in großer Annäherung $J_2^2 \cdot \Delta R_v$ ein zweiter Ausdruck jener Leistung, und der Vergleich beider Terme liefert

$$E_{ac} = J_2 \cdot \sqrt{\Delta R_v \cdot R_a} \qquad (5)$$

Fig. 9. Das Spannungsdiagramm des kapazitiven Anodenstromes, auf die Stromeinheit reduziert.

Aus dem nebenstehenden, auf die Stromeinheit reduziertem Spannungsdiagramm ergibt sich, daß der freie Endpunkt von $\mathfrak{R}_a$, das durch $R_a \parallel C_{ak}$ bestimmt wird, sich durch den Schnittpunkt zweier Kreise konstruieren läßt. Die auf den Strom 1 reduzierte Gitterspannung $\frac{e_g}{i_{ac}}$ wird durch $\frac{1}{C_{ga}\,\omega}$ und $\mathfrak{R}_a$ geteilt, oder man kann auch sagen, daß $\frac{1}{C_{ga}\,\omega}$ durch $\mathfrak{R}_a$ und $\frac{e_g}{i_{ac}}$ komplex geteilt wird, und es ist

$$\frac{\left|\frac{e_g}{i_{ac}}\right|}{|R_a|} = \frac{\left|\frac{e_g}{i_{ac}}\right|}{\left|\frac{e_{ac}}{i_{ac}}\right|} = \frac{|e_g|}{|e_{ac}|} = \frac{E_g}{E_{ac}},$$

der Betrag des Teilverhältnisses. Der eine geometrische Ort wird also der Kreis des Apollonius sein, der $\frac{1}{C_{ga}\,\omega}$ innen und außen im Verhältnis $\frac{E_g}{E_{ac}}$ teilt.

Der zweite Kreis ergibt sich aus der Tatsache, daß $\mathfrak{R}_a$ aus bekanntem R_a und dazu parallel liegendem C_{ak} besteht. Es addieren sich also die Leitfähigkeiten vektoriell, und bei festgehaltenem R_a liegt $\frac{1}{\mathfrak{R}_a}$ zwischen dem Koordinatenursprung und einer Vertikalen, die vom Nullpunkt den Abstand $\frac{1}{R_a}$ hat. $\mathfrak{R}_a$ selbst erhält man durch Spiegeln dieser Geraden am Einheitskreis, und es ergibt sich als deren Spiegelbild funktionentheoretisch ein Halbkreis über R_a. Damit ist die Konstruierbarkeit von $\mathfrak{R}_a$ der Größe und Richtung nach in jedem bestimmten Falle dargetan, denn R_a und $\frac{E_g}{E_{ac}}$ sind mit C_{gk} bekannt.

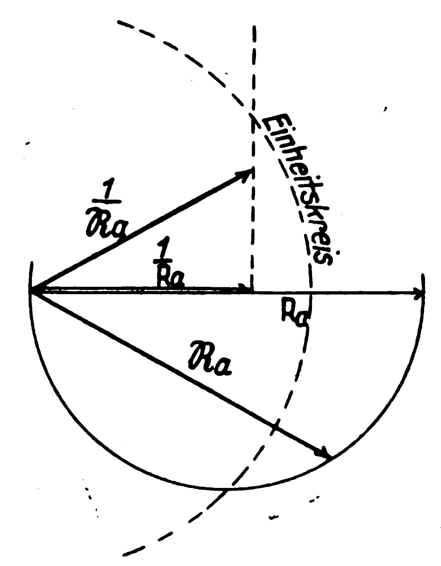


Fig. 10. $\mathfrak{R}_a$ ist Sehne im Halbkreis über R_a.

Für verschiedene Werte R_a wurden $\mathfrak{R}_a$ und aus ihnen als Werte von $\frac{1}{C_{ak}\,\omega}$ ermittelt:

$E_a = 16$ Volt.

R_a	J_2	E_g	E_{ac}	$\frac{1}{C_{ak}\,\omega}$
Ohm	10^{-5} Amp.	Volt	Volt	Ohm
10 650	54,0	0,95	0,119	27 000
20 200	53,3	94	175	26 000
38 200	53,5	94	230	28 000
59 500	54,0	95	274	25 000
92 600	54 7	0,96	0,315	29 000

[6]) Barkhausen, Elektronen-Röhre. S. 76.
[7]) Auf Grund von Formel (3), S. 5.

Die Unabhängigkeit des Ergebnisses von R_a und die relativ gute Übereinstimmung der Werte untereinander bestätigen die Richtigkeit des Ansatzes. Der Mittelwert $\frac{1}{C_{ak}\omega} = 27\,000$ Ohm entspricht einer Kapazität von 16,2 cm, womit alle Kapazitäten bestimmt sind:

$$C_{a1} = 12{,}7 \text{ cm} \qquad C_{ak} = 16{,}2 \text{ cm}$$
$$C_{ga} = 5{,}7 \text{ cm} \qquad C_{gk} = 15{,}5 \text{ cm}.$$

Die Messungen sind ohne fließenden Anodengleichstrom, aber bei normaler Heizung des Glühfadens angestellt. Wurde der Heizstrom ausgeschaltet, lag die Resonanzstellung von C_2 um etwa 1 cm höher. Die Raumladung trägt also etwas zur Bildung der Kapazitäten bei; doch ist der Effekt zu gering, um mit Sicherheit die Einflüsse auf die einzelnen Kapazitäten zu bestimmen.

Zusammenfassend ist also zu sagen, daß die Röhre in dieser Schaltung einen merklichen Nebenschluß zum Rahmenkreiskondensator und zum äußeren Widerstand bildet, der den Wirkungsgrad der Anlage meßbar ungünstig beeinflußt. Die rückwärts aus diesen Störungen bestimmten Kapazitätswerte sind durchaus annehmbar.

Die Ströme bei optimaler Anodenspannung.

Dr. Schulze hat in seiner Arbeit Kurven wiedergegeben, die eine gesetzmäßige Abhängigkeit des Rahmenstromes auch von der Anodengleichspannung dartun. $(J_{2T})_0$ nahm mit wachsender Anodenspannung bis zu einem Maximum zu, das bei $E_a = 136$ Volt erreicht wurde und mit dem Maximum von $(J_{aT})_0$, also der Lage des Arbeitspunktes auf der günstigsten Stelle der Kennlinie, zusammenfiel. Es ist in diesen Ergebnissen die — zunächst nur qualitative — Bestätigung dafür zu sehen, daß auch kapazitiv Energie der Anodenbatterie in den Rahmenkreis gelangt.

Die Vorversuche, die die Möglichkeit der Berechnung der reinen Ströme und die Kenntnis der Schaltungskapazitäten gaben, gestatten, auch quantitativ diesen Vorgängen nachzugehen.[8])

Der Anodenwechselstrom spaltet sich an der Anode auf und kann auf drei Wegen zur Kathode gelangen: erstens durch den eigentlichen Anodenkreis, d. h. bei $R_a = 0$ über den Anodentransformator; zweitens über die Anoden-Kathoden-Kapazität und drittens über C_{ag} zum Gitter und durch den Rahmenkreis. Dieser dritte Weg ist maßgebend für die Rücklieferung von Anodenenergie an den Rahmenkreis. Wenn $\mathfrak{R}_a$ klein ist gegen die Widerstände der beiden anderen Zweige, dann ist nur $\mathfrak{R}_a$ für die Wechselspannung $\mathfrak{e}_a$ maßgebend, die an der genannten Stromverzweigung liegt.

Die den Anodenwechselstrom bewirkende EMK. $\frac{\mathfrak{e}_g}{D}$ wird im Verhältnis $R_i : \mathfrak{R}_a$ geteilt, so daß an der Stromverzweigung die Spannung

$$\frac{\mathfrak{e}_g}{D} \cdot \frac{\mathfrak{R}_a}{R_i + \mathfrak{R}_a} \simeq \mathfrak{e}_g \cdot S \cdot \mathfrak{R}_a$$

liegt. Diese Wechselspannung fließt über den Widerstand

$$\mathfrak{R}_c = -j \frac{1}{C_{ga}\,\omega} \;{}^{9})$$

und den Widerstand $\mathfrak{R}_g$ zwischen Gitter und Kathode rückwärts durch den Rahmenkreis ab, der aus parallel liegendem $R_2 + j\,L_{22}\omega$[10]), $R_V - j\frac{1}{(C_2 + C_{gk})\omega}$ besteht, also deren Kombinationswiderstand entspricht.

$\mathfrak{e}_a$ wird also im Verhältnis $\mathfrak{R}_c : \mathfrak{R}_g$ unterteilt, so daß an $\mathfrak{R}_g$ die Spannung

$$-\mathfrak{e}_g \cdot S \cdot \mathfrak{R}_a \cdot \frac{\mathfrak{R}_g}{\mathfrak{R}_g + \mathfrak{R}_c} \tag{6}$$

liegt, die für die Änderung des Rahmenstromes mit E_a bzw. S in Größe und Richtung maßgeblich ist.

Der praktischen Durchrechnung steht die bei der Bestimmung von C_{a1}[11]) erwähnte Unsicherheit entgegen; denn $\mathfrak{R}_a$ besteht aus dem Anodentransformator, und an $\mathfrak{R}_a$ liegt die Galvanometer-Erdkapazität an, über deren nähere Lage und Größe man nichts weiß. Um einen rechnerisch gangbaren Weg zu haben, wurde die für verteilte Kapazität übliche Ersatzschaltung des Kettenleiters mit beistehendem Schaltungsschema versucht: Der Teil von C_{a1}, der der Kathode am nächsten an R_a angreift, liegt praktisch zwischen

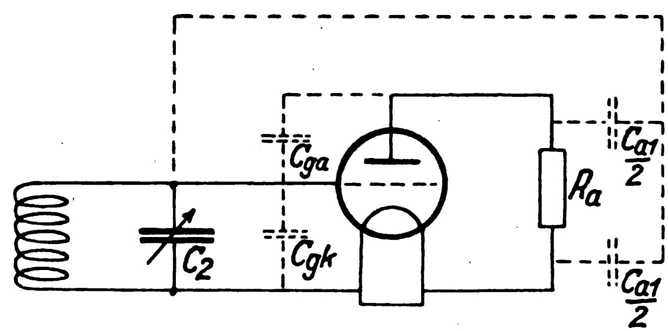


Fig. 11. Die Ersatzschaltung zur Berechnung der Rückkopplung.

Kathoden- und Gitterseite des Rahmenkreises, bildet also einen Parallelschluß zu C_2', während der andere Teil zwischen Anode und Gitter zu C_{ga} gehört. Dann ist folgende Rechnungsmöglichkeit gegeben:

Dem Rahmenstrom bei optimaler Spannung entspricht eine bestimmte Gitterspannung $(\mathfrak{e}_g)_{Ea\,opt}$. Aus dieser Gitterspannung berechnet sich nach Formel (6.) die Rückkopplungsspannung, die ebenfalls zwischen Gitter und Kathode liegt, und es muß diese Spannung den vektoriellen Unterschied zwischen den bei $E_a = 16$ Volt und $E_a = E_{a\,opt} = 136$ Volt gemessenen Gitterspannungen ausmachen. In die Form einer Gleichung gebracht, muß also gelten:

$$(\mathfrak{e}_g)_{Ea = 16\,Volt} - (\mathfrak{e}_g)_{Ea\,opt} \cdot S \cdot \mathfrak{R}_a \frac{\mathfrak{R}_g}{\mathfrak{R}_g + \mathfrak{R}_c} = (\mathfrak{e}_g)_{Ea\,opt} \tag{7}$$

Aus den Rahmenströmen, wie sie die Kurven (2) und (3) auf Fig. 2 darstellen, errechnet sich aus $\frac{J_2}{C_{20}\,\omega}$:

$$(E_g)_{Ea = 16\,Volt} = 1{,}02 \text{ Volt} \qquad (E_g)_{Ea\,opt} = 1{,}11 \text{ Volt}.$$

Das Transformatordiagramm gilt für $\mathfrak{R}_a$ den genannten Wert $50 + j\,320$ Ohm, so daß $E_a = (E_g)_{Ea\,opt} \cdot S \cdot \mathfrak{R}_a = 0{,}009 + j\,0{,}055$ Volt wird, wobei S dem Kennlinienfeld zu $16 \cdot 10^{-5}$ Amp. Volt^{-1} entnommen ist.

$\mathfrak{R}_c$ setzt sich zusammen aus den parallel liegenden Kapazitäten $C_{ga} + \frac{C_{a1}}{2}$, beträgt mithin $-j\,36\,000$ Ohm, und der

8) Nach Barkhausen, Jahrbuch d. drahtl. Telegr. u. Teleph., Band 21, S. 198.

9) Der Wert für R_c ist vorläufig. Unten — S. 8 — wird er zu $\mathfrak{R}_c = -j\frac{1}{\left(C_{ga} + \frac{C_{a1}}{2}\right)\omega}$ ergänzt.

10) R_2 ist wesentlich der Widerstand des Rahmens und Thermokreuzes.

11) S. 7.

Kombinationswiderstand $\mathfrak{R}_g$ ist $15\,700 + j\,23\,200$ Ohm. Somit wird nach Formel (7.)

$$(\mathfrak{e}_g)_{Ea = 16\,\text{Volt}} = (\mathfrak{e}_g)_{Ea\ \text{opt}} \left(1 + S \cdot \mathfrak{R}_a \cdot \frac{\mathfrak{R}_g}{\mathfrak{R}_g + \mathfrak{R}_c}\right),$$

wenn man die absoluten Beträge ausrechnet:

$$(E_g)_{Ea = 16\,\text{Volt}} = (E_g)_{Ea\ \text{opt}} \cdot 0{,}93.$$

Der Faktor 0,93 deckt sich mit dem beobachteten Wert $\frac{1{,}02}{1{,}11} = 0{,}92$. Die Übereinstimmung liegt durchaus innerhalb der zulässigen Fehlergrenzen, wobei zu bedenken ist, daß in dem Ansatz über die Verteilung der Kapazität C_{a1}[12]) eine Annahme vorliegt, die sicher der Wirklichkeit nicht voll entspricht. Es bleibt das Ergebnis, daß auch quantitativ der kapazitive Nebenschluß zum äußeren Anodenkreis die beobachtete Änderung des Rahmenstromes zu erklären weiß, zumal sich noch auf einem anderen Wege zeigen läßt, daß nur der Spannungsabfall an $\mathfrak{R}_a$ diese Wirkung bedingt. Wenn man nämlich parallel zum Anodenkreis Anode und Heizdraht durch eine genügend große Kapazität — etwa $2\,\mu F$ — kurzschließt, also für die Schwingung tatsächlich $\mathfrak{R}_a = 0$ macht, verschwindet der zweite Term der linken Seite der Formel (7). Der Rahmenstrom bei $E_{a\ \text{opt}}$ geht dabei von $J_2 = 63{,}5 : 10^{-5}$ Amp. auf genau den alten Wert $J_2 = 57{,}9 \cdot 10^{-5}$ Amp. zurück, den er bei $E_a = 16$ Volt zeigte.

Figur 2 zeigt, wie sich die Rahmen- und Anodenströme bei Anlegen optimaler Anodenspannung ändern. Der Übergang der Kurven (3) und (2) hat im Vorhergehenden seine Erklärung erhalten. Es soll nun die Kurve (4.), der Anodenstrom $(J_{aT})\varphi$ bei $E_{a\ \text{opt}}$ und $R_a = 0$, einer Analyse unterworfen werden, der ja für Messungen mit dem Verstärker in Frage kommt. Eingangs war der Rahmenrichtungswinkel φ so definiert worden, daß bei $\varphi = 90°$ der Induktionsfluß durch die Rahmenwindungsfläche verschwindet, also für diese Stellung nur die Antennenwirkungen im Rahmen- und Anodenkreis als Stromquellen in Frage kommen. Das Anodenthermokreuz zeigt dann

1. den Anodenkreisantennenstrom $\mathfrak{i}_{aA} + j\,\mathfrak{i}'_{aA}$
2. den kapazitiven Teilstrom $m\,(\mathfrak{i}_{2A} + j\,\mathfrak{i}'_{2A})$
3. den verstärkten Strom $n\,(\bar{\mathfrak{i}}_{2A} + j\,\bar{\mathfrak{i}}'_{2A})$

an. Dabei ist m durch Formel (4.) definiert worden, und n bedeutet den Verstärkungsfaktor; der Horizontalstrich über $\bar{\mathfrak{i}}_{2A}$ soll andeuten, daß hier die Rückkopplung mit berücksichtigt werden muß. Es kommt nun darauf an, aus den Beobachtungen den als vollkommen unbekannt, und zwar komplex angenommenen Verstärkungsfaktor n zu ermitteln. Der Verstärkungsvorgang kann nicht nur den Effektivwerten nach, sondern auch auf die Phase hin durch die Störströme in beiden Kreisen wegen ihrer dargelegten Unabhängigkeit von den reinen Strömen bestimmt werden. Das ist sonst — etwa durch oscillographische Aufnahme — nur für Niederfrequenz möglich, bietet aber gerade für Hochfrequenz eine wichtige Fragestellung, da nur hier die zwar sehr große, aber endliche Elektronengeschwindigkeit wirksam werden kann.

Wenn man von der Gleichstromcharakteristik ausgeht und ihre Gültigkeit auch für Hochfrequenz annimmt, würde sich wegen $\mathfrak{i}_2 = \frac{\mathfrak{e}_2}{R_2} = \frac{\mathfrak{e}_g}{-j\frac{1}{C_{20}\,\omega}}$ der Verstärkungsfaktor n durch die Steilheit S zu

$$n = \frac{\mathfrak{i}_a}{\mathfrak{i}_2} = \frac{\mathfrak{e}_a}{R_i} \cdot \frac{1}{\mathfrak{i}_2} = \frac{\mathfrak{e}_g}{D \cdot R_i} \cdot -j\,\frac{1}{C_{20}\,\omega} \cdot \frac{1}{\mathfrak{e}_g} = -j\,\frac{S}{C_{20}\,\omega}$$

bestimmen. Um die Möglichkeit eines komplexen Verstärkungsfaktors offen zu lassen, will ich $n = -j\,\frac{1}{C_{20}\,\omega} \cdot \mathfrak{S}$ ansetzen.

Auf indirektem Wege kann nun gezeigt werden, daß nur ein einziger Wert des absoluten Betrages $|n|$ für die Antennenströme und den reinen Rahmenstrom gleiche Phasenänderung bei der Verstärkung ergibt:

Den bei $\varphi = 90°$ im Anodenthermokreuz angezeigten Wechselstrom kann man darstellen durch

$$(\mathfrak{i}_{aT})_{90} = \mathfrak{i}_{aA} + j\,\mathfrak{i}'_{aA} + m\,(\mathfrak{i}_{2A} + j\,\mathfrak{i}'_{2A}) + n\,(\bar{\mathfrak{i}}_{2A} + \bar{\mathfrak{i}}'_{2A})$$

Bekannt ist der Effektivwert der ganzen Summe aus $(J_{aT})_{90}$ bei $E_{a\ \text{opt}}$, und der Effektivwert des von n unabhängigen Teiles aus den Beobachtungen bei $E_a = 16$ Volt, d. h., wenn, wie in nebenstehender Figur, $(J_{aT})_{90}$ als $A\,B$ aufgezeichnet wird, ist wohl die Größe von

$$AC = \sqrt{(J_{aA} + m\,J_{2A})^2 + (J'_{aA} + m\,J'_{2A})^2}$$

bekannt, aber nicht die Richtung, unter der $A\,C$ an $A\,B$ anliegt. Es ist aber

$$(\bar{J}_{2T})_{90} = \sqrt{\bar{J}^2_{2A} + \bar{J}'^2_{2A}}$$

aus der Beobachtung des Rahmenstromes bei optimaler Anodenspannung gegeben. Sobald ich also für $|n|$ einen Wert wähle, ist $C\,B = |n| \cdot (\bar{J}_{2T})_{90}$ gegeben und damit das Dreieck $A\,B\,C$ eindeutig bestimmt.

Mittels der Formeln (2) und (2a)[13]) können die Gesamtvektoren in ihre einzelnen Summanden zerlegt werden, und es ergibt sich so für jedes $|n|$ ein bestimmter Winkel a_1 zwischen $\mathfrak{i}'_{aA}$ und $n \cdot \bar{\mathfrak{i}}'_{2A}$. Auf diese Weise sind folgende Wertepaare von $|n|$ bzw. $|\mathfrak{S}|$ und a_1 erhalten:

$\lvert\mathfrak{S}\rvert$	15,0	15,5	16,0	16,5	17,0 · 10^{-5} Amp. · Volt^{-1}
a_1	73°	74°	75°	76°	77°

Wird nun der Rahmen in die Stellung $\varphi = 0°$ gedreht, also zu der vorhandenen Antennenschwingung noch die reine Rahmenschwingung $\mathfrak{i}_2$ hinzugefügt, muß $(J_{aT})_{90}$ um die zwei Ströme $m \cdot J_2$ und $n \cdot \bar{J}_2$ vergrößert werden, wobei wieder der Horizontalstrich auf die einzubeziehende Rückkopplung hinweist. Die Summe dieser beiden Ströme macht also die Differenz $\mathfrak{i}_a = (\mathfrak{i}_{aT})_0 - (\mathfrak{i}_{aT})_{90}$, vektoriell genommen, aus, die durch Anwendung der Formeln (2a) auf die Kurve (5), Figur 2, bekannt ist, und zwar der Größe und Richtung nach.

Die entsprechende Überlegung, wie sie oben bei den Antennenströmen durchgeführt ist, liefert wieder zu jedem $|n|$ bzw. $|\mathfrak{S}|$ ein bestimmtes Dreieck und in ihm einen bestimmten Winkel a_2 zwischen $\mathfrak{i}_{ac}$ und $n \cdot \bar{\mathfrak{i}}_2$:

$\lvert\mathfrak{S}\rvert$	15,0	15,5	16,0	16,5	17,0 · 10^{-5} Amp. · Volt^{-1}
a_2	48°	59°	68°	77°	85°

Damit ist folgende Entscheidungsmöglichkeit gewonnen: oben[14]) waren die Komponenten der Antennenströme so gebildet, daß $\mathfrak{i}'_{aA} \perp \mathfrak{i}_{ac}$ und $\bar{\mathfrak{i}}'_{2A} \perp \bar{\mathfrak{i}}_2$ steht. Soll nun n für beide Ströme die gleiche Phasenänderung bedingen, muß auch $n \cdot \bar{\mathfrak{i}}_{2A} \perp n \cdot \bar{\mathfrak{i}}_2$ stehen, also $a_1 = a_2$ sein. Das ist nur für $|\mathfrak{S}| = 16{,}4 \cdot 10^{-5}$ Amp. Volt^{-1} mit $a_1 = a_2 = 76°$ erfüllt. Allein für diesen Wert geben die Beobachtungen eine gleiche Verstärkung des Antennen- und des reinen Rahmenstromes der Größe und Richtung nach, d. h. die Beobachtungen sind nur mit diesem Werte und dem zugehörigen $a = 76°$ verträglich. Dabei ist aber die verlangte Orthogonalität mit 86° nicht

[12]) S. 8.

[13]) S. 4 und S. 5.

[14]) S. 3.



genau erfüllt, was den Ungenauigkeiten der Beobachtung und Zeichnung dieser schwächsten Ströme zur Last gelegt werden darf.

Der indirekte Weg, der zur experimentellen Bestimmung von $\mathfrak{S}$ gewählt wurde, führt also auf das Ergebnis, daß $\mathfrak{S}$ tatsächlich nicht reell ist, daß also zwischen der Gitterspannung und dem Anodenwechselstrom trotz des verschwindenden Außenwiderstandes eine Phasendifferenz besteht. Nun sind zwar i_2 und $\bar{i}_2$ nicht genau gleichphasig, was darauf beruht, daß die Rückkopplung gegen i_2 phasenverschoben ist; aber die Phasendifferenz beträgt kaum 2°. Weiter ist die Phase von $i_{ac} = m \cdot i_2$ bei so kleinem $\mathfrak{R}_a$ durch die Kapazität C_a, die Phase von $n \cdot i_2$ durch R_i bestimmt Nimmt man als wahrscheinlich den oben angegebenen Verlustwinkel zu 2° an, würde statt des beobachteten $a = 76°$ ein Winkel von 86° zu erwarten sein; denn beide Effekte wirken in demselben Sinne auf die Phase.

Es ergeben sich also die Formen

$e_g = E_g \cdot \sin \omega t$ und der reine Anodenwechselstrom

$$n \cdot i_2 = |n| \cdot J_2 \cdot \sin (\omega t + \varphi),$$

d. h. im Kennlinienfeld würden wir als Arbeitskurve eine Ellipse anzunehmen haben.

Ein strenger Grund für diese Tatsachen kann nicht angegeben werden, denn die endliche Elektronengeschwindigkeit kommt bei der benutzten Frequenz nach den allerdings nur statistischen Überlegungen, die Barkhausen[15]) u. a. veröffentlicht haben, nicht in Frage. Jedoch sind diese Angaben insofern nicht zutreffend, als sie nur die mittleren Endgeschwindigkeiten angeben und über die Flugzeit vom Austreten aus dem Glühdraht bis in die Gitterhöhe nichts aussagen können. Nach dem mir bisher vorliegenden Material halte ich mich nicht für berechtigt, nähere Angaben zu machen. Es müßte erst bekannt sein, ob und wie sich $\mathfrak{S}$ mit der Frequenz und der Gittervorspannung ändert.

Es soll nur noch angegeben werden, daß aus dem Kennlinienfeld für die benutzte Steilheit, durch etwa —7 Volt Gittervorspannung, $E_a = 136$ Volt und normale Heizung gekennzeichnet, der Wert

$$S = 15{,}5 \cdot 10^{-5} \text{ Amp.} \cdot \text{Volt}^{-1}$$

folgt.

Die zunächst störend auftretenden Antennenströme konnten in doppelter Weise ausgenutzt werden. Einmal hätten die Messungen der kapazitiven Anodenströme nicht mit der erlangten Genauigkeit erfolgen können, wenn ich nur auf den untersten Teil der Eichparabel des Anodenthermokreuzes angewiesen gewesen wäre. Die Antennenströme verschoben den Nullpunkt an eine Stelle, wo die Eichkurve bedeutend steiler ansteigt, so daß die bei Drehung des Rahmens hinzukommenden schwachen Kapazitivströme genauer bestimmt werden konnten. Vor allem aber wäre ohne ihre Anwesenheit die verallgemeinerte Frage nach der Phase der Verstärkung nicht möglich gewesen.

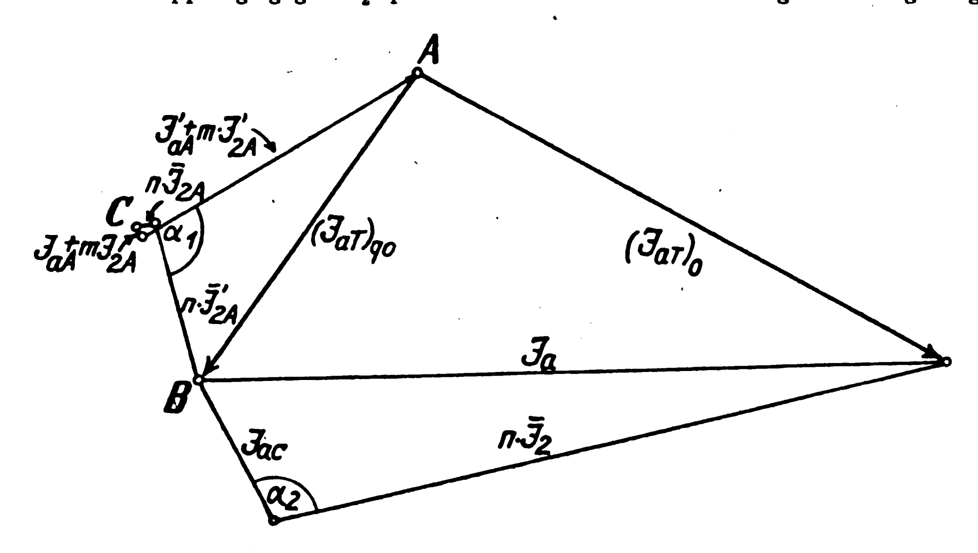


Fig. 12. Das Stromdiagramm des Anodenkreises.

Wenn man aber die Anlage zu praktischen Messungen verwenden will, kann die Anwesenheit solcher Störungen unerwünscht sein. So könnte z. B. die Verschiebung des Minimums der Anodenschwingung — Figur 2, Kurve (4) — nach $\varphi = 73°$ auch bei ausbalanzierter Rahmenschwingung, wie die zugehörige Kurve (2) zeigt, zu Irrtümern in der Peilrichtung führen, wenn man statt der Maxima das Minimum benutzt.

Schluß.

Wenn in einem Resonanzkreise zu Meßzwecken Wechselspannungen induziert werden, wird man zunächst feststellen müssen, in welcher Höhe die Ergebnisse durch Störströme gefälscht werden. Diese Störungen treten, ganz allgemein, dann auf, wenn beide Kreise nicht nur ducrh das Magnetfeld der beabsichtigten Gegeninduktion miteinander gekoppelt sind. Die einfachste qualitative Prüfung erfolgt durch Drehen der sekundären Spule der Gegeninduktion um 180°, wie es oben durch Drehen des Rahmens näher erläutert ist. Denn dadurch darf $\int i^2 \, dt$ nicht geändert werden. Stimmen beide Anzeigen des Indikators (Thermokreuz) nicht überein, so liegt sicher eine Störung vor.

Wie dies aufzufassen ist, soll noch an einem Beispiel erläutert werden, dessen Verschiedenheit von dem genannten das große Gebiet dieser Störungen kennzeichnet: Im Praktikum für angewandte Physik wird im hiesigen Laboratorium die Feldstärke einer Dynamomaschine auf bekannte Weise bestimmt. Mittels eines ballistischen Galvanometers wird der Stromstoß in einer Probespule bekannter Windungsfläche gemessen, und der Galvanometerkreis wird mit einem Gegeninduktionsnormal — es wird $L_{12} = 0{,}01$ Hy benutzt — geeicht. Es ergaben sich nun bei den verschiedenen Arbeitsgruppen sehr verschiedene Werte, so daß eine Störung vermutet wurde. Und tatsächlich zeigte sofort ein Umklemmen der Probespule — enstprechend einer Drehung um 180° —

[15]) Barkhausen, Elektronen-Röhren, S. 17.

ihr Vorhandensein an. Das Induktionsnormal befand sich noch im Streufeld des Magneten, wodurch die doppelte Kopplung bewirkt wurde, und erst als es von der Dynamo mehr als 2 m entfernt aufgestellt wurde, ergab ein Wechsel der Anschlüsse der Spule keine Veränderung des Galvanometerausschlages mehr. Der verschiedene, aber immer zu kleine Abstand von Dynamo und Gegeninduktionsnormal hatte die verschiedenen falschen Werte hervorgerufen.

Wenn es nicht nur darauf ankommt, wie hier eine Störung qualitativ zu erkennen und zu beseitigen, sondern, wie bei Messungen mit dem Verstärker, quantitativ zu berechnen, muß man die Ströme bei Rahmenrichtungen von etwa 10° zu 10° messen, um aus ihnen die Maxima, also die Richtung $\varphi = 0°$, zu ermitteln, und dann die Formeln (2.) in Anwendung bringen.

Zusammenfassung.

1. Ein Schwingungskreis, in dem Hochfrequenzschwingungen von einer Spule aus induziert werden, ist mit dieser Sendespule mehrfach gekoppelt. Es entstehen Störströme, die sich mittels Drehung des Rahmens rechnerisch durch angegebene Formeln eliminieren lassen.

2. Die Röhrenkapazitäten lassen gut meßbar Rahmenkreisenergie in den Anodenkreis und rückwirkend Anodenenergie in den Rahmenkreis gelangen.

3. Die Störströme ermöglichen ein Verfolgen des Verstärkungsvorganges der Amplitude und Phase nach. Die Messungen deuten auf eine komplexe „Steilheit" hin.

Auch an dieser Stelle sei es mir gestattet, Herrn Prof. Dr. K. E. F. Schmidt für Anregung und Förderung dieser Arbeit zu danken.

Theorie der kurzen Siebketten.

Von H. Backhaus.

Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium Siemensstadt.

I. Einleitung.

Die ideale Siebkette ist ein solches Gebilde, das Wechselströme eines bestimmten engen Frequenzbereiches möglichst ungeschwächt und gleichmäßig hindurchläßt, Ströme von anderen Frequenzen dagegen stark unterdrückt. Wenn man daher die Stärke des Stromes, der dem angeschlossenen Nutzwiderstande zugeführt wird, in Abhängigkeit von der Frequenz aufträgt, d. h. die sogenannte Resonanzkurve des Gebildes zeichnet, so erfüllt die Siebkette umsomehr ihren Zweck, je mehr sich diese Resonanzkurve der Form eines Rechtecks nähert, dessen Breite durch den Frequenzbereich, dessen Höhe durch die Amplitude der hindurchgelassenen Wechselströme gegeben ist. Maßgebend für die Eignung des Gebildes ist also die Form der Resonanzkurve. Ohne eine Betrachtung der Form der Resonanzkurve ist ein Urteil hierüber nicht zu gewinnen.

Das Verfahren zur Herstellung von Siebketten beruht auf der aus den grundlegenden Arbeiten von M. Wien[1]) bekannten Eigenschaft abgestimmter gekoppelter Schwingungskreise, bei geeigneter Bemessung der Kopplung mehrwellige Resonanzkurven zu ergeben. Die genannten Arbeiten beschränken sich auf die Behandlung von zwei Schwingungssystemen und behandeln diesen Fall ganz allgemein für gedämpfte Schwingungen. Sie enthalten also als Sonderfälle das, was heute besonders wichtig ist: die stationären Vorgänge und die Einschwingvorgänge bei kontinuierlichen Wellen. H. Riegger[2]) hat dann zuerst ausgesprochen, daß man die Kopplungsmaxima dazu benutzen kann, um einen Bereich annähernd gleicher Durchlässigkeit zu erzielen.

Einen ganz anderen Weg ist K. W. Wagner[3])[4]) gegangen, indem er die Methode der Theorie homogener Leitungen[5]) auf das vorliegende Problem anwandte. Die „Kettenleiter" werden hier ebenso wie homogene Leitungen behandelt mit dem Unterschiede, daß Induktivität und Kapazität nicht gleichmäßig über die Leitung verteilt, sondern in bestimmter gesetzmäßiger Weise diskret angeordnet sind. Es ergeben sich dann bei der mathematischen Behandlung Differenzengleichungen, deren Lösungen für beliebig vielgliedrige Systeme gelten. Es ist von vornherein zu vermuten, daß die Vorteile dieser Betrachtungsweise besonders bei der Behandlung langer, d. h. vielgliedriger Systeme, zur Geltung kommen werden. In der Tat gilt die gebräuchliche Diskussion der Lösungen, die zu einfachen Formeln führt, allgemein nur für solche Gebilde, bei denen eine Rückwirkung vom Ende auf den Anfang nicht mehr stattfindet, d. h. für vielgliedrige „Kettenleiter". Für kurze Gebilde, die für die Technik neuerdings sehr wichtig geworden sind, kann die Leitungstheorie Resultate ergeben, die der Wirklichkeit in roher Annäherung entsprechen, in manchen Fällen sind jedoch die Abweichungen sehr erheblich. Ich werde Beispiele hierfür weiter unten anführen. Der Grund hierfür liegt in folgendem: Die Leitungstheorie will das für ihre vereinfachte Diskussion notwendige Verschwinden der Rückwirkung dadurch erreichen, daß sie auch für die schwingungsfähigen Kettenleiter einen Wellenwiderstand definiert und diesen der Charakteristik der anzuschließenden Leiter angleicht. Nun kann man die Charakteristik von Leitungen in so schmalen Frequenzgebieten, wie hier in Frage kommen, als konstant ansehen; der Wellenwiderstand der Kettenleiter ist aber auch in diesen schmalen Streifen wesentlich veränderlich. Eine genaue Angleichung kann daher nur in bestimmten Punkten erfolgen. Was aber in unmittelbarer Nachbarschaft dieser Punkte geschieht, darüber ist hiernach garnichts gesagt, denn die aus der Leitungstheorie bekannte Tatsache, daß eine geringe Abweichung von der Angleichung für die Güte der Übertragung nichts ausmacht, gilt wohl für aperiodische Gebilde wie Leitungen und Kabel, nicht aber für wesentlich schwingungsfähige Systeme. Es ist hier im Gegenteil sehr wohl möglich, daß bei erheblicher Abweichung von der Angleichung die Übertragung sich mit großer Annäherung der günstigsten nähert, andererseits bei nur geringer Abweichung von der Angleichung auf Bruchteile des Maximalwertes sinkt.

---

[1]) M. Wien. Wied. Ann. 61, 1897, 151; Ann. d. Phys., 8, 1902, 686.
[2]) H. Riegger, Jahrb. f. drahtl. Telegr., 9, 1915, 265.
[3]) K. W. Wagner, Arch. f. El., 3, 1915, 315.
[4]) K. W. Wagner, Arch. f. El., 8, 1919, 61.
[5]) F. Breisig, Theoretische Telegraphie, § 190—203.

Ein weiterer Übelstand bei der Behandlung von kurzen Siebketten nach der Leitungstheorie besteht darin, daß die Hilfsbegriffe Wellenwiderstand und Dämpfungskonstante, da in das Gebiet der homogenen Leitungen gehörig, in ihrer Anwendung auf kurze gekoppelte Schwingungssysteme keine rechte physikalische Realität haben. Man ist daher gar nicht in der Lage, auf diesem Wege einen Einblick in die physikalischen Vorgänge zu erhalten. Als Beispiel dafür, wie sehr die Leitungstheorie dem hier vorliegenden Problem innerlich fernsteht, sei auf eine Arbeit über inhomogene Siebketten von H. Salinger[6]) hingewiesen. Es wird aus den Formeln der Leitungstheorie die Tatsache abgeleitet, daß auch mit kapazitiver oder induktiver Kopplung in Spannungsteilerschaltung bei den betrachteten Gebilden eine Spannungstransformation möglich ist, und der Verfasser bemerkt ausdrücklich, daß man dies den betreffenden Schaltungen nicht ansehen könne. Aus der Schwingungstheorie ist das aber längst bekannt und ergibt sich bei der Behandlung des Problems nach dieser Theorie ohne weiteres, wie unten gezeigt werden wird.

Die Methode der Leitungstheorie muß auf ihr Ausgangsgebiet, nämlich das langer Gebilde, beschränkt bleiben. Die folgenden Darlegungen sollen zeigen, daß die Neigung, die sich neuerdings immer mehr äußert, auch kurze Siebketten mit Methoden der Leitungstheorie zu behandeln, nur dann berechtigt ist, wenn man auf quantitativ genauere Resultate keinen Wert legt. Es sei allerdings hervorgehoben, daß die Leitungstheorie durch Angabe zweckmäßiger Schaltmöglichkeiten sehr befruchtend auf die Theorie kurzer Siebketten eingewirkt hat; sie hat auch hierfür bleibenden heuristischen Wert. Die eigentliche rechnerische Behandlung von kurzen Siebketten muß aber auf anderem Wege erfolgen.

Nun hat nach den eigentlichen Methoden der Schwingungstheorie H. Riegger[7])[8]) in umfassender Weise das ganze Gebiet für kontinuierliche Wellen behandelt. Er gibt Methoden an zur strengen Berechnung der Resonanzkurven von Siebketten der allgemeinsten Form und zeigt den Weg zur Erzielung annähernd rechteckiger Resonanzkurven. Die hierfür maßgebenden Größen Dämpfung und Kopplung der Schwingungskreise sind aus der Theorie der betrachteten Gebilde entstanden und sind deshalb von unmittelbarer Anschaulichkeit. Der Begriff der Dämpfung der Schwingungskreise gestattet zudem in einfacher Weise über die Einschwingvorgänge von Siebketten Überblick zu gewinnen.

Da die deduktive Verwertung der in diesen grundlegenden Arbeiten gegebenen allgemeinen Lösungen eine gewisse Vertrautheit mit den Methoden der Schwingungstheorie voraussetzt, so ist es vielleicht nützlich, auf Grund der genannten Arbeiten und von Untersuchungen des Verfassers[9]) über den Anschluß von Siebketten und über spezielle Siebkettenformen eine Theorie der kurzen Siebketten auf induktivem Wege von den einfachsten Formen ausgehend zu entwickeln. Es wird sich zeigen, daß die Einfachheit der Formeln der Leitungstheorie keine Veranlassung geben kann, die Ungenauigkeiten die bei ihrer Anwendung auf kurze Siebketten unvermeidlich sind, in Kauf zu nehmen, denn die Behandlung auf Grund der Schwingungstheorie läßt sich auf mindestens ebenso einfache Formen bringen. Man gewinnt aber auf diesem Wege insofern erheblich, als die erhaltenen Resultate vollkommen streng richtig sind und die Methode außerdem einen Einblick in die physikalischen Vorgänge ohne weiteres zuläßt.

[6]) H. Salinger, Zeitschr. f. Fernmeldetechn., 5. Jg., 6—8, 15—16.
[7]) H. Riegger, Wissensch. Veröff. a. d. Siemenskonz., I, 3, 126.
[8]) H. Riegger, Wissensch. Veröff. a. d. Siemenskonz., III, 1, 190.
[9]) H. Backhaus, Wissensch. Veröff. a. d. Siemenskonz., III, 2, 101.

II. Eingliedrige Siebe.

§ 1. Resonanzkurve eines einfachen Schwingungskreises.

Die einfachste Form eines Siebes erhält man dadurch, daß man Induktivität L, Kapazität C und Nutzwiderstand R in Reihenschaltung, also den komplexen Widerstand;

$$\mathfrak{Z} = R + i\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right) = R + i S$$

unmittelbar an den Stromerzeuger anschließt. Für den Strom im Nutzwiderstand hat man dann: $\mathfrak{J} = \frac{\mathfrak{E}}{\mathfrak{Z}}$,

oder in reeller Form:

$$J = \frac{E}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} = \frac{E}{\sqrt{R^2 + S^2}}.$$

Dies ist die Gleichung der Resonanzkurve. Das Maximum dieser Kurve liegt offenbar bei $S = 0$, also bei: $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$.

Bekanntlich ist das logarithmische Dekrement des Kreises

$$\text{nahezu: } \mathfrak{d} = \frac{\pi R}{\omega_0 L}.$$

Wir wollen nach Riegger definieren als die Dämpfung des Schwingungskreises:

$$D = \frac{R}{\omega_0 L} = R \omega_0 C = \frac{\mathfrak{d}}{\pi}.$$

Die Dämpfung ist für das Verhalten der Schwingungskreise in vieler Hinsicht von großer Bedeutung. Alle Probleme, die den Schwingungskreis betreffen, machen eine Betrachtung dieser Größe notwendig.

Setzen wir weiter:

$$\left.\begin{aligned} U = \frac{S}{R} = \frac{\omega L}{R} - \frac{1}{\omega C R} = \frac{1}{D}\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right) \\ = \frac{1}{D}\left(\eta - \frac{1}{\eta}\right) = \frac{X}{D}, \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

worin das Frequenzverhältnis $\eta = \frac{\omega}{\omega_0}$ ist, so haben wir für die Gleichung der Resonanzkurve:

$$J = \frac{E}{R} \frac{1}{\sqrt{1 + U^2}}.$$

U ist also beim einfachen Schwingungskreis nichts anderes als die trigonometrische Tangente des Phasenwinkels.

Wir wollen die Resonanzkurven stets so zeichnen, daß ihre Maximalordinate den Wert 1 hat. Die durch Multiplikation mit geeigneten Konstanten entstandene Gleichung der Resonanzkurve, die dieser Forderung genügt, wollen wir als reduzierte Resonanzkurvengleichung bezeichnen. Diese reduzierte Gleichung lautet also beim einfachen Schwingungskreis:

$$J_{red} = \frac{1}{\sqrt{1 + U^2}}.$$

Wenn wir U als Abszissenmaßstab wählen, so haben also die Resonanzkurven sämtlicher einfacher Schwingungskreise eine und dieselbe Form. Von dieser allgemeinen Form können wir leicht durch Veränderung des Abszissenmaßstabes zu individuellen Kurvenformen übergehen. Für diesen Übergang haben wir die Beziehungen:

$$X = D \cdot U. \quad \text{(2a)}$$

Weiter ergibt sich:

$$X = \eta - \frac{1}{\eta} = \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega\,\omega_0} = \frac{(\omega + \omega_0)(\omega - \omega_0)}{\omega\,\omega_0} = \frac{x\,(2 + x)}{1 + x}$$

wo $x = \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}$ die relative Verstimmung ist und $\eta = 1 + x$ wird. Bei der geringen Breite der in Betracht kommenden Frequenzbereiche kann man immer mit genügender Annäherung setzen: $\omega + \omega_0 = 2\omega$. Also folgt:

$$X = 2\,\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} = 2\,x.$$

Und: $$\eta = 1 + \frac{U\,D}{2} \tag{2b}$$

$$x = \frac{U\ D}{2} \tag{2c}$$

$$\omega = \omega_0\left(1 + \frac{U\,D}{2}\right). \tag{2d}$$

Nehmen wir an, die Resonanzkurve sei mit der relativen Verstimmung x als Abszissenmaßstab aufgetragen. Wir erkennen dann aus (2c), daß sich die einzelnen Kurven nur durch den verschiedenen Wert von D unterscheiden; je größer die Dämpfung ist, um so flacher und breiter ist die Resonanzkurve. Die individuellen Resonanzkurven eines einfachen Schwingungskreises bilden also eine einfach unendliche Mannigfaltigkeit.

Wir wollen nun als Steilheit T_1 der Resonanzkurve des einfachen Schwingungskreises die Neigung der Tangente an der steilsten Stelle, also die Neigung der Wendetangente der reduzierten Resonanzkurve definieren, wenn die Resonanzkurve mit x als Abszissenmaßstab aufgetragen ist. Um T_1 zu berechnen, haben wir aus der Bedingungsgleichung: $\frac{d^2 J_{red}}{d\,U^2} = 0$ U zu ermitteln und den gefundenen Wert in $\frac{d\,J_{red}}{d\,U}$ einzusetzen. Das so erhaltene Resultat haben wir, um $T_1 = \frac{d\,J_{red}}{d\,x}$ zu finden, nach der Beziehung: $d\,U = \frac{2}{D}\,d\,x$, mit $\frac{2}{D}$ zu multiplizieren. Wir finden:

$$\frac{d\,J_{red}}{d\,U} = -\,U\,(1 + U^2)^{-\frac{3}{2}},\ \frac{d^2 J_{red}}{d\,U^2} = -(1 + U^2)^{-\frac{3}{2}} + 3\,U^2\,(1 + U^2)^{-\frac{5}{2}} = 0$$

$$U^2 = 0{,}5$$

$$T_1 = \frac{4}{3\sqrt{3}}\ \frac{1}{D} = 0{,}77 \cdot \frac{1}{D}.$$

Wir erkennen, daß die Steilheit abhängig ist von der Dämpfung, und zwar ist sie umgekehrt proportional zur Dämpfung. Der Faktor $\frac{4}{3\sqrt{3}}$ ist charakteristisch für den einfachen Schwingungskreis.

§ 2. Über den beiderseitigen Anschluß von einfachen Schwingungskreisen.

Ein unmittelbares Anschalten von Induktivität, Kapazität und Ohmschem Widerstand an die Wechselstromquelle wird in vielen Fällen nicht angängig sein. Wenn sich z. B. zwischen Stromquelle und Schwingungselementen eine lange Leitung befindet, so würde oft die Dämpfung D sehr groß, und somit die Resonanzkurve zu flach werden. In einem solchen Falle ist es angezeigt, den Schwingungskreis mit den Anschlußelementen so zu koppeln, daß der eine der beiden so entstehenden Kreise nicht schwingungsfähig ist. Wir haben dann etwa folgende Schaltung:

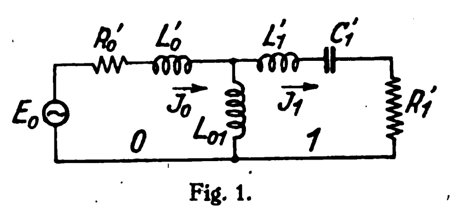


Fig. 1.

Auf die hier gezeichnete induktive Kopplung „mit Stromverzweigung" kann man bekanntlich die rein induktive Kopplung rechnerisch in folgender Weise zurückführen:

Fig. 2a. Fig. 2b.

Es ist nach Fig. 2a:

$$\mathfrak{V}_0 = \mathfrak{J}_0\,\omega\,L_{00} - \mathfrak{J}_1\,\omega\,M_{01},\ \mathfrak{V}_1 = \mathfrak{J}_1\,\omega\,L_{11} - \mathfrak{J}_0\,\omega\,M_{01}$$

nach Fig. 2b:

$$\mathfrak{V}_0 = \mathfrak{J}_0\,\omega\,(L_0'' + L_{01}) - \mathfrak{J}_1\,\omega\,L_{01},$$
$$\mathfrak{V}_1 = \mathfrak{J}_1\,\omega\,(L_1'' + L_{01}) - \mathfrak{J}_0\,\omega\,L_{01}.$$

Damit beide Kopplungsarten identisch sind, muß sein:

$$L_{00} = L_0'' + L_{01},\ L_{11} = L_1'' + L_{01},\ M_{01} = L_{01}.$$

Bei festerer Kopplung können L_{00} und L_{11} kleiner als L_{01} werden. L_0'' und L_1'' sind dann negativ. Praktisch ist dann eine Ersetzung der Kopplung nach Fig. 2a durch eine solche nach Fig. 2b nur dann möglich, wenn in den beiden zu koppelnden Kreisen Induktivitäten vorhanden sind, die um $|L_0''|$ und $|L_1''|$ verkleinert werden können. Für die Rechnung können aber natürlich auch negative Induktivitäten benutzt werden. Umgekehrt ist die Kopplung nach Fig. 2b stets auf die nach Fig. 2a zurückführbar.

Es sei noch darauf hingewiesen, daß die abgeleitete Identität der beiden Kopplungsarten voraussetzt, daß die Ohmschen Widerstände der Spulen gegen ihre induktiven Widerstände vernachlässigt werden können, was wohl in allen praktisch vorkommenden Fällen möglich ist. Erst bei sehr enger Kopplung kann unter Umständen eine Berücksichtigung des Ohmschen Widerstandes der Kopplungsspule notwendig werden; solche extremen Fälle kommen aber hier für unsere Betrachtungen nicht in Frage.

In der Bezeichnung wollen wir jetzt und in Zukunft in der Weise verfahren, daß Größen mit einem Index dem dem Index entsprechenden gesamten Kreise zukommen; Größen mit zwei Indizes sollen den Kopplungsgliedern entsprechen; während gestrichelte Größen mit einem Index die Elemente in den durchgehenden Leitungen in dem betreffenden Gliede bedeuten sollen.

In Fig. 1 ist dann:

$$\mathfrak{Z}_0 = \mathfrak{Z}_0' + \mathfrak{Z}_{01} = R_0' + i\,\omega\,(L_0' + L_{01}) = R_0 + i\,\omega\,L_0$$

$$\mathfrak{Z}_1 = \mathfrak{Z}_1' + \mathfrak{Z}_{01} = R_1' + i\left[\omega(L_1' + L_{01}) - \frac{1}{\omega\,C_1'}\right]$$
$$= R_1 + i\left(\omega\,L_1 - \frac{1}{\omega\,C_1}\right)$$

$$\mathfrak{Z}_{01} = i\,\omega\,L_{01}$$

und wir haben für beide Kreise:

$$\mathfrak{J}_0\,\mathfrak{Z}_0 - \mathfrak{J}_1\,\mathfrak{Z}_{01} = \mathfrak{E}_0,\ \ \mathfrak{J}_0\,\mathfrak{Z}_{01} - \mathfrak{J}_1\,\mathfrak{Z}_1 = 0.$$

Also: $$\mathfrak{J}_1\left(\mathfrak{Z}_1 - \frac{\mathfrak{Z}_{01}^2}{\mathfrak{Z}_0}\right) = \mathfrak{E}_0\,\frac{\mathfrak{Z}_{01}}{\mathfrak{Z}_0} \tag{3}$$

und durch Einsetzen der Werte für $\mathfrak{Z}_0, \mathfrak{Z}_1, \mathfrak{Z}_{01}$:

$$\mathfrak{J}_1 \left[R_1' + R_0' \frac{\omega^2 L_{01}^2}{R_0^2 + \omega^2 L_0^2} + i \left(\omega L_1 - \omega L_0 \frac{\omega^2 L_{01}^2}{R_0^2 + \omega^2 L_0^2} - \frac{1}{\omega C_1'} \right) \right] = \mathfrak{E}_0 \frac{i \omega L_{01}}{R_0 + i \omega L_0}$$

Setzt man hierin zur Abkürzung:

$$a_{01}^2 = \frac{\omega^2 L_{01}^2}{R_0^2 + \omega^2 L_0^2}$$

und geht zu reellen Werten über, so kommt:

$$J_1 = \frac{E_0 a_{01}^2}{\sqrt{(R_1' + R_0' a_{01}^2)^2 + \left[\omega (L_1 - L_0 a_{01}^2) - \frac{1}{\omega C_1'} \right]^2}}. \quad (4)$$

Diese Gleichung hat dieselbe Form wie die oben abgeleitete Gleichung der Resonanzkurve eines einfachen Schwingungskreises, wenn man a_{01}^2 als konstant annehmen kann. Dies ist nun, wie man leicht sieht, für die kleinen Frequenzbereiche, die für unsere Resonanzkurven in Frage kommen, stets der Fall. a_{01}^2 nähert sich mit wachsendem ω asymptotisch dem Wert 1. Wird ωL_0 kleiner, so nimmt die Veränderlichkeit von a_{01}^2 mit zu, wird aber selbst bei kleinsten Werten von ωL_0 niemals stärker als quadratisch. Wenn man Resonanzkurven von Systemen wie Fig. 1 nach der Gleichung (4) berechnet, und zwar einmal streng unter Berücksichtigung der Veränderlichkeit von a_{01}^2, zweitens unter Annahme eines mittleren konstanten Wertes von a_{01}^2, so unterscheiden sich die beiden so erhaltenen Resonanzkurven so wenig voneinander, daß man im allgemeinen die Abweichungen in den üblichen Zeichenmaßstäben gar nicht darstellen kann.

Wenn wir den Schwingungskreis mit dem aperiodischen Kreise kapazitiv koppeln nach Fig. 3, so ergeben sich ganz analoge Resultate.

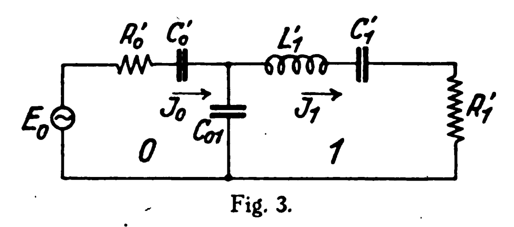


Fig. 3.

Wir finden dann in derselben Weise wie oben:

$$J_1 = \frac{E_0 a'^2_{01}}{\sqrt{(R_1' + R_0' a'^2_{01})^2 + \left[\omega L_1 - \frac{1}{\omega} \left(\frac{1}{C_1} - \frac{a'^2_{01}}{C_0} \right) \right]^2}}. \quad (4a)$$

Hierin ist:

$$a'^2_{01} = \frac{\frac{1}{\omega_1^2 C_{01}^2}}{R_0^2 + \frac{1}{\omega_1^2 C_0^2}}.$$

Bezüglich der geringen Veränderlichkeit von a'^2_{01} mit der Frequenz gelten genau die gleichen Überlegungen wie oben, und wir können das erhaltene Resultat daher folgendermaßen zusammenfassen:

Wenn man einen Schwingungskreis mit einem aperiodischen Kreise induktiv oder kapazitiv koppelt, so kann man das ganze Gebilde als einen einzigen Schwingungskreis auffassen; man darf also nur Resonanzkurven, wie von einem einfachen Schwingungskreise von einem solchen Gebilde erwarten. Die Bestimmungsgrößen des Ersatzstromkreises, die wir immer mit römischen Indizes bezeichnen wollen, ergeben sich aus den Gleichungen (4) und (4a) in folgender Weise:

für induktive Kopplung:	für kapazitive Kopplung:	
$E_I = E_0 a_{01}^2$	$E_I = E_0 a'^2_{01}$	(5a)
$R_I = R_1' + R_0' a'^2_{01}$	$R_I = R_1' + R_0' a'^2_{01}$	(5b)
$L_I = L_1 - L_0 a_{01}^2$	$L_I = L_1$	(5c)
$C_I = C_1$	$C_I = C_1 \frac{C_0}{C_0 - a'^2_{01} C_1}$	(5d)
$\omega_I = \frac{1}{\sqrt{L_I C_1}}$	$\omega_I = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_I}}$	(5e)
$a_{01}^2 = \frac{\omega_1^2 L_{01}^2}{R_0^2 + \omega_1^2 L_0^2}$	$a'^2_{01} = \frac{\frac{1}{\omega_1^2 C_{01}^2}}{R_0^2 + \frac{1}{\omega_1^2 C_0^2}}$	(5f)

Wie man sieht, kann man den Ohmschen Widerstand R und damit die Dämpfung $D_I = \frac{R_I}{\omega_I L_I}$ durch geeignete Wahl von a_{01}^2 bzw. a'^2_{01}, d. h. durch zweckmäßige Kopplung bis nahezu auf den Wert R_1' herabdrücken.

Fragen wir uns nun, wie wir die Kopplung bemessen müssen, um ein Maximum an Energie in den Schwingungskreis zu übertragen. Die Resonanzfrequenz sei gegeben, desgl. die Ohmschen Widerstände R_0' und R_1'; außerdem sei die Eigendämpfung D_1 des eigentlichen Schwingungskreises und somit L_1 und C_1 gegeben. Veränderlich sind dann allein die Frequenz und das Kopplungsglied. Wir wollen hier nur den Fall induktiver Kopplung näher betrachten. Für kapazitive Kopplung gelten ganz analoge Überlegungen. Wir müssen bei der Veränderung von L_{01} die Gesamtinduktivität L_1 des Schwingungskreises konstant halten, also L_1' entsprechend mitverändern. Physikalisch kann man das in sehr einfacher Weise dadurch realisieren, daß man die Gesamtinduktivität L_1 in eine Spule legt und die Kopplung dadurch verändert, daß man L_1 an verschiedenen Stellen anzapft.

Betrachten wir wieder a_{01}^2 als von der Frequenz unabhängig, also nur als abhängig von L_{01}, so sehen wir aus der Gleichung (4), daß die Bedingung für maximales J_1 ist:

$$\omega(L_1 - L_0 a_{01}^2) - \frac{1}{\omega C_1} = 0 \text{ oder } \omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1} = \omega L_0 a_{01}^2. \quad (6a)$$

Die in den Nutzwiderstand R_1' übertragene Energie wird dann:

$$2W = J_{1\max}^2 \cdot R_1' = E_0^2 \frac{a_{01}^4 \cdot R_1'}{(R_1' + R_0' a_{01}^2)^2}.$$

Hierin ist allein a_{01}^2 veränderlich. Wir erhalten also leicht als zweite Maximumbedingung:

$$R_1' = R_0' a_{01}^2 \quad \text{oder} \quad a_{01}^2 = \frac{R_1'}{R_0'}. \quad (6b)$$

Die maximale Energie wird dann: $W = \frac{E_0^2}{8 R_1'}$. (7)

Es sei bemerkt, daß man das gleiche Resultat bei völlig strenger Rechnung, also bei Berücksichtigung der Frequenzabhängigkeit von a_{01}^2 ebenfalls erhält.

Die Bedingung (6b) ist in unserer Schaltung nach Fig. 1 nicht zu erfüllen, wenn der Nutzwiderstand R_1' größer als R_0' wird. Praktisch wird auch schon dann eine Kopplung nach (6b) schwer herzustellen sein, wenn R_1' nur wenig

kleiner als R_0' ist. In einem solchen Falle muß man sich der Schaltung nach Fig. 2a bedienen. Wir haben dann:

$$\mathfrak{Z}_0 = R_0' + i\,\omega\,(L_{01} + L_0'') = R_0 + i\,\omega\,L_{00}$$

$$\mathfrak{Z}_1 = R_1' + i\left[\,\omega\,(L_{01} + L_1'' + L_1') - \frac{1}{\omega\,C_1}\right]$$

$$= R_1' + i\left[\omega(L_{11} + L_1') - \frac{1}{\omega\,C_1}\right] = R_1 + i\left(\omega\,L_1 - \frac{1}{\omega\,C_1}\right).$$

Aus Gleichung (3) erhalten wir dann wieder die Gleichung (4), doch ist jetzt:

$$a_{01}^2 = \frac{\omega^2\,L_{01}^2}{R_0^2 + \omega^2\,L_{00}^2}.$$

Da $L_{01} < L_{00}$ werden kann, so kann a_{01}^2 jetzt auch größer als 1 werden. Die Bedingung (6b) ist also jetzt theoretisch für jeden Wert von R_1' erfüllbar; man muß für große Werte von R_1' L_{00} entsprechend klein machen, d. h. mit anderen Worten: Wenn der Nutzwiderstand im Schwingungskreis groß ist, so muß man, um günstige Energieübertragung zu erhalten, die Spannung entsprechend in die Höhe transformieren.

Wir haben also gezeigt, daß man Schwingungskreise auch mit beliebigem Verbraucherwiderstand immer so mit einem gegebenen aperiodischen Kreise koppeln kann, daß die durch (7) gegebene Maximalenergie, die unabhängig von der Größe des Nutzwiderstandes ist, in diesen Widerstand übertragen wird. In Fig. 4 ist angenommen, daß der Schwingungskreis mit einer homogenen langen Freileitung gekoppelt ist. Die Impedanz dieser Freileitung können wir setzen: $\mathfrak{Z}_0' = R_0' - \frac{i}{\omega\,C_0'}$. Trotz der induktiven Kopplung ist diese Leitung aperiodisch wegen ihrer großen Dämpfung. $\frac{1}{\omega\,C_0'}$ kann man mit hinreichender Genauigkeit im Bereich der Resonanzkurve als konstant annehmen. Es sei: $R_0' = 500$ Ohm, $\frac{1}{\omega\,C_0'} = 100$ Ohm, $L_1' = 1$ Henry.

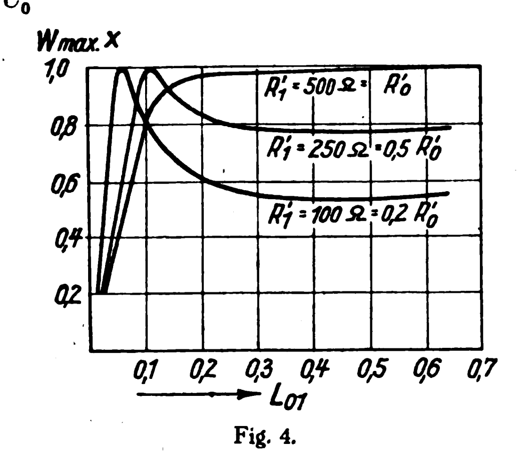


Fig. 4.

Für verschiedene Werte von R_1' sind in Abhängigkeit von L_{01} die erreichbaren Höchstenergien aufgetragen. Man sieht, daß jedem Wert von R_1' ein bestimmter optimaler Wert von L_{01} entspricht, bei dem die Höchstenergie erreicht wird. Dieser optimale Wert steigt immer mehr, das Maximum wird immer flacher, je größer R_1' ist. Wenn R_1' sich dem Wert R_0' nähert, so rückt das Maximum ins Unendliche; in diesem Falle steigt die Kurve mit wachsendem L_{01} zunächst schnell an und nähert sich dann asymptotisch dem Höchstbetrage.

Da wir nach dem Vorhergehenden berechtigt sind, Systeme, wie in Fig. 1 und 3 dargestellt, als einfache Schwingungskreise anzusehen, so können wir auch die bei gewöhnlichen Schwingungskreisen gebräuchlichen Überlegungen auf das ganze System anwenden. Für die Resonanzfrequenz finden wir aus (5e) und (6b) bei induktiver Kopplung:

$$\omega_{\mathrm{I}} = \frac{1}{\sqrt{\left(L_1 - L_{01}\frac{R_1'}{R_0'}\right)C_1}}.$$

Bei kapazitiver Kopplung:

$$\omega_{\mathrm{I}} = \frac{1}{\sqrt{L_1\,C_1\dfrac{1}{1 - \dfrac{C_1\,R_1'}{C_{01}\,R_0'}}}}.$$

Man sieht, daß die Eigenfrequenz des Schwingungskreises durch induktive Kopplung mit dem aperiodischen Kreise nach höheren Frequenzen, durch kapazitive Kopplung nach niederen Frequenzen zu verschoben wird.

Für die Dämpfung erhalten wir bei induktiver Kopplung:

$$D_{\mathrm{I}} = \frac{R_{\mathrm{I}}}{\omega_{\mathrm{I}}\,L_{\mathrm{I}}} = \frac{R_1' + R_0'\,a_{01}^2}{\omega_{\mathrm{I}}\,(L_1 - L_{01}\,a_{01}^2)}$$

also für optimale Kopplung:

$$D_{\mathrm{I}} = \frac{2\,R_1'}{\omega_{\mathrm{I}}\left(L_1 - L_{01}\dfrac{R_1'}{R_0'}\right)} = 2\,R_1'\,\omega_{\mathrm{I}}\,C_1. \qquad (8a)$$

Bei kapazitiver Kopplung:

$$D_{\mathrm{I}} = \frac{R_{\mathrm{I}}}{\omega_{\mathrm{I}}\,L_{\mathrm{I}}} = \frac{R_1' + R_0'\,a_{01}^2}{\omega_{\mathrm{I}}\,L_1}$$

und für optimale Kopplung:

$$D_{\mathrm{I}} = \frac{2\,R_1'}{\omega_{\mathrm{I}}\,L_1}. \qquad (8b)$$

Da die Veränderung der Eigenfrequenz durch die Kopplung im allgemeinen klein ist, so erkennt man aus (8a) und (8b), daß die Kopplung dann die günstigste Energieübertragung ergibt, wenn durch sie das Eigendekrement des Schwingungskreises verdoppelt wird[10]).

Unsere Gleichungen gestatten nun, ganz allgemein zu berechnen, wie man die Kopplung bemessen muß, um eine bestimmte Form der Resonanzkurve und günstigste Energieübertragung zu erhalten. Es werden uns im allgemeinen bei dieser Aufgabe gegeben sein: Die Anschlußelemente R_0' und L_0' bzw. C_0', die erforderliche Resonanzfrequenz ω_{I}, die gewünschte Dämpfung D_{I} und der Nutzwiderstand R_1'. Wir erhalten dann bei induktiver Kopplung aus (8a) die Kapazität C_1, aus (6b) folgt dann $\omega_{\mathrm{I}}\,L_{01}$, und somit L_{01} und schließlich aus (6a) L_1. Bei kapazitiver Kopplung findet man aus (8b) die Induktivität L_1, dann aus (6b) $\frac{1}{\omega_{\mathrm{I}}\,C_{01}}$, und damit C_{01} und schließlich aus (6a) C_1.

Rührt die unerwünscht hohe Dämpfung von den hinter dem Schwingungskreis angeschlossenen Elementen, z. B. vom Detektor her, so kann man diese Widerstände ebenfalls in einen aperiodischen Kreis 2 legen, den man in passender Weise mit dem Schwingungskreis 1 koppeln muß. Wir finden dann:

$$\mathfrak{Z}_{\mathrm{I}} = \mathfrak{Z}_1' + \frac{1}{\dfrac{1}{\mathfrak{Z}_{12}} + \dfrac{1}{\mathfrak{Z}_2'}} = \mathfrak{Z}_1' + \frac{\mathfrak{Z}_{12}\,\mathfrak{Z}_2'}{\mathfrak{Z}_{12} + \mathfrak{Z}_2'}.$$

[10]) Siehe H. Riegger [7]) a. a. O. Seite 159f.

Setzen wir hierin ein:

für induktive Kopplung: für kapazitive Kopplung:

$$\mathfrak{Z}_1' = R_1' + i\left(\omega L_1' - \frac{1}{\omega C_1'}\right) \qquad \mathfrak{Z}_1' = R_1' + i\left(\omega L_1' - \frac{1}{\omega C_1'}\right)$$

$$\mathfrak{Z}_{12} = i\,\omega L_{12} \qquad \mathfrak{Z}_{12} = -\frac{i}{\omega C_{12}}$$

$$\mathfrak{Z}_2' = R_2' + i\,\omega L_2' \qquad \mathfrak{Z}_2' = R_2' - \frac{i}{\omega C_2'},$$

so finden wir:

$$R_I = R_1' + R_2' a_{12}^2 \qquad R_I = R_1' + R_2' a_{12}'^2 \qquad (9a)$$

$$L_I = L_1 - a_{12}^2 L_2 \qquad L_I = L_1 \qquad (9b)$$

$$C_I = C_1 \qquad C_I = \frac{C_2}{C_2 - a_{12}'^2 C_1} \qquad (9c)$$

$$\omega_I = \frac{1}{\sqrt{L_I C_1}} \qquad \omega_I = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_I}} \qquad (9d)$$

$$a_{12}^2 = \frac{\omega_1^2 L_{12}^2}{R_2^2 + \omega_1^2 L_2^2} \qquad a_{12}'^2 = \frac{\frac{1}{\omega_1^2 C_{12}^2}}{R_2^2 + \frac{1}{\omega_1^2 C_2^2}}. \qquad (9e)$$

Für den Strom im Verbraucherkreis 2 finden wir aus den Gleichungen: $\mathfrak{J}_1 = \mathfrak{J}_{12} + \mathfrak{J}_2$, $\mathfrak{J}_{12} \cdot \mathfrak{Z}_{12} = \mathfrak{J}_2 \cdot \mathfrak{Z}_2'$:

$$\mathfrak{J}_2 = \mathfrak{J}_1 \frac{\mathfrak{Z}_{12}}{\mathfrak{Z}_{12} + \mathfrak{Z}_2'}$$

oder in reeller Form für induktive Kopplung:

$$J_2 = J_1 \frac{\omega L_{12}}{\sqrt{R_2^2 + \omega^2 L_2^2}} = J_1 \cdot a_{12}$$

analog für kapazitive Kopplung:

Die Nutzleistung ist also: $2\,W = J_2^2 \cdot R_2' = J_1^2 \cdot a_{12}^2 \cdot R_1'$.
Für $J_1 = J_I$ finden wir:

$$J_I = E_0 \frac{1}{\sqrt{R_I^2 + \left(\omega L_I - \frac{1}{\omega C_I}\right)^2}}.$$

Das Strommaximum ist also gegeben durch die Bedingung:

$$\omega L_I - \frac{1}{\omega C_I} = 0. \qquad (10a)$$

Dann ist die Nutzleistung:

$$2\,W = \frac{E_0^2 a_{12}^2 R_2'}{(R_1' + R_2' a_{12}^2)^2}$$

und daher die Bedingung für optimale Kopplung:

$$a_{12}^2 = \frac{R_1'}{R_2'}. \qquad (10b)$$

Die maximale Energie wird dann wieder: $W_{max} = \frac{E_0^2}{8\,R_1'}$.

In der beschriebenen Weise kann man den Schwingungskreis auch nach beiden Seiten koppeln. Der Eigenwiderstand des eigentlichen Schwingungskreises ist dann Verlustwiderstand und muß möglichst klein gemacht werden. Vernachlässigt man diesen Widerstand, so erhält man, wie aus dem Vorigen leicht zu ersehen, als Bedingung für günstigste Energieübertragung:

$$R_0' a_{01}^2 = R^{2'} a_{12}^2..$$

Das so erhaltene Gebilde ähnelt dem Kettenglied erster Art der Leitungstheorie; nur ist es hier nicht nötig, die beiden Kopplungsglieder einander gleich zu machen.

(Fortsetzung folgt.)

Referate.

A. Bley. Experimentelle Untersuchungen an Hochfrequenzverstärkerröhren. (Archiv f. Elektrot. **12**, S. 124—143, 1923, mit 16 Figuren.)

Die Spannungsübersetzung $\ddot{u} = \frac{e_a}{e_g}$ wird bei drei verschiedenen Röhren nach ihrer Abhängigkeit vom inneren Röhrenwiderstand R_i, von Größe und Art des äußeren Widerstandes R_a und von der Frequenz untersucht. Als Spannungsmesser dient ein Röhrenvoltmeter. Da nur relative Messungen nötig sind, wird eine geeichte variable Kopplungseinrichtung an den Schwingungserzeuger zur Bestimmung des Spannungsübersetzungsverhältnisses verwendet, mit welcher der Galvanometerausschlag im Röhrenvoltmeter konstant gehalten wird.

Nach Barkhausen ist $\ddot{u} = \frac{1}{D} \cdot \frac{1}{1 + \frac{R_i}{R_a}}$ (D = Durchgriff).

Arbeitet die Röhre nur auf einen Ohmschen Widerstand R_a, so ist $\ddot{u}$ unabhängig von der Frequenz. Das Übersetzungsverhältnis wächst mit R_a und zwar um so rascher, je kleiner R_i ist; für $R_a = \infty$ würde das Maximum $\ddot{u} = \frac{1}{D}$ erreicht.

Die aufgenommenen Kurven zeigen bei langen Wellen gute Übereinstimmung mit der Theorie; die dort konstante Verstärkung $\ddot{u}$ nimmt jedoch bei kleineren Wellen rasch gegen Null ab, was durch eine praktisch nicht zu vermeidende Kapazität der Belastungswiderstände und Leitungen zu erklären ist. Der Einfluß einer zum Ohmschen Widerstand parallel liegenden kleinen Kapazität wird auch rechnerisch verfolgt und die Übereinstimmung mit den Messungen nachgewiesen. Das Überwiegen des kapazitiven Einflusses ist stärker, je größer R_i und R_a sind. Bei kleinen Wellen kommt R_a dem kapazitiven Nebenschluß gegenüber gar nicht mehr in Betracht.

Bei einer zweiten Versuchsreihe wird der Ohmsche Widerstand durch Selbstinduktion ersetzt. Hier zeigt sich natürlich eine starke Frequenzabhängigkeit in der Weise, daß ein mehr oder weniger scharfes Maximum $\ddot{u} = \frac{1}{D}$, je nach der vorhandenen Dämpfung, an der Stelle der Eigenfrequenz des Anodenkreises eintritt. Die Resonanzschärfe wird c. p. flacher, je kleiner R_i ist, so daß z. B. bei einer Röhre mit $R_i = 15100\,\Omega$ von $\lambda = 2000$ m ab $\ddot{u}$ fast unabhängig von λ ist.

Entsprechende Messungen werden noch mit Zwei- und Dreiröhrenverstärkern gemacht. Die von dem äußeren Widerstand $\mathfrak{R}_a$ abhängige resultierende Gitterkapazität, welche dem Anodenwiderstand der Vorröhre parallel liegt, kompliziert hier die Verhältnisse wesentlich.

W. Fischer.

Roß-Gunn. Die Erzeugung von Schwingungen konstanter Frequenz (Jour. Opt. Soc. America 8, 545—547, April 1924).

Sehr häufig hat man im Laboratorium einen elektrischen Sender nötig, dessen Frequenz in einem weiten Bereich geändert werden kann, die aber andererseits, wenn einmal ein-



gestellt, konstant bleiben soll. Gegenwärtig scheint kein Apparat diese Forderungen voll und ganz zu erfüllen, denn die von einer Stimmgabel gesteuerte Röhre ist wohl das beste, genügt aber obigen Bedingungen unvollkommen.

Bei allen mit normalen Vakuumröhren betriebenen Schwingungskreisen, wie man sie gewöhnlich benutzt, ändert sich die Frequenz der erzeugten Schwingungen stark mit dem Heizstrom und der Anodenspannung. Wenn man nicht außerordentliche Maßregeln trifft, um diese Faktoren konstant zu halten, muß man diese Methode als unbrauchbar ablehnen. Der Verfasser sollte einen Apparat bauen, der unter schwierigen äußeren Bedingungen wirklich konstante Frequenz lieferte. Die unten angegebene Methode, die zwei Röhren verwendet, war die einfachste und arbeitete in der Praxis außerordentlich zufriedenstellend. Die Figur zeigt den allgemeinen Schaltplan. In diesem besonderen

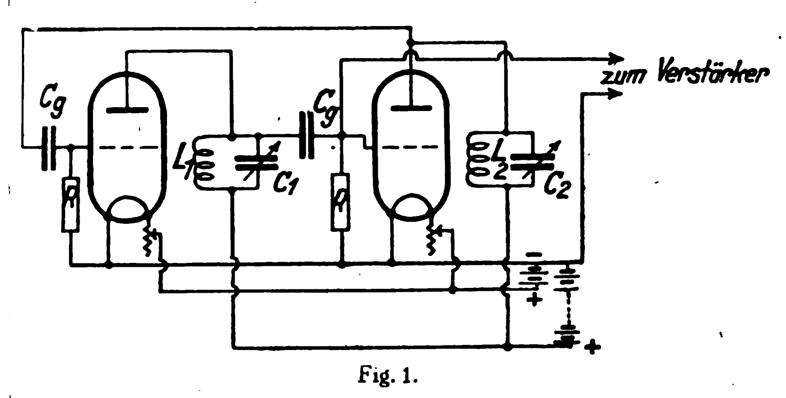


Fig. 1.

Falle wurden abgestimmte Anodenkreise benutzt, obwohl es manche Vorteile bieten würde, wenn man abgestimmte und eisenfreie Transformatoren oder besondere Sperrkreise statt der Abstimmkreise L_1 C_1 und L_2 C_2 benutzte. Bei der Abstimmung, auch bei Tonfrequenz, muß man etwas sorgfältig verfahren, da sonst die Schwingungen schwach sind und die Frequenz merkbar mit dem Heizstrom und der Anodenspannung schwankt. Eine Prüfung der Schaltung zeigt, daß die Röhren in genau demselben elektrischen Verhältnis zueinander stehen. Folglich ist es klar, daß, wenn man dem Gitter einer Röhre eine bestimmte Spannung aufdrückt, diese Einwirkung auf die nächste übertragen wird, die das Spiel wiederholt und auf das erste Gitter den Impuls verstärkt und annähernd in Phase zurück überträgt. Das System wird so offensichtlich in Schwingungen geraten und jeder auf das Gitter einer Röhre ausgeübte Impuls geht durch das System hin und her, dabei verschwinden aber alle Frequenzen, auf die die Kopplungskreise nicht abgestimmt sind. Bei genauer Einstellung dieser Kreise kann man leicht einen Schwingungserzeuger herstellen, der praktisch nur in einer Frequenz schwingt, oder wenn der Anordnung Schwingungen aufgeprägt werden, kann sie als sehr selektives Sieb benutzt werden. Man muß darauf achten, stets eine gerade Anzahl von Röhren zu benutzen, um die gleichen Phasenverhältnisse zwischen aufeinanderfolgenden Gittern zu erhalten.

Der Wert der Konstanten der Abstimmkreise hängt allein von der benutzten Frequenz ab. L und C sollen so groß sein, daß sie die gewünschte Frequenz liefern (d. h. $n = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$ angenähert) und zur Erzielung großer Abstimmschärfe so dimensioniert sein, daß $\frac{1}{R}\sqrt{\frac{L}{C}}$ so groß wie möglich ist. Der Gitterkondensator C_g muß so groß gewählt werden, daß sein Wechselwiderstand bei der gewünschten Frequenz klein im Vergleich zum Eingangswiderstand der Röhre ist. Der Gitterableitungswiderstand R hängt von der Röhre ab und wird experimentell bestimmt. Manchmal geben Drosseln und Gitterbatterien die besten Resultate.

Wenn mehr als 5—10% der Röhrenenergie benutzt werden soll, ist es praktisch, einen Verstärker zwischenzuschalten. Auf diese Weise kann man z. B. einen kleinen Synchronomotor mit konstanter Umdrehungszahl betreiben, letztere ist durch die Frequenz des Oszillators bestimmt.

Bei einem bestimmten Schwinger der Frequenz 1000 wurde nach der Methode der Schwebungen festgestellt, daß sich die Frequenz um weniger als 0,1% änderte bei einer Anodenspannungsänderung um etwa 50%, der Frequenzänderung von 0,3% entsprach eine Heizstromschwankung um 43%. Augenscheinlich können alle normalen Schwankungen der Stromquellen vernachlässigt werden.

Im Laufe der Versuche sollte ein Schwinger niedriger Frequenz ($n = 1000$ Perioden/sec) hergestellt werden. Im folgenden werden die bei diesem Oszillator benutzten Werte angegeben, um auch die Methode im einzelnen zu demonstrieren. Die Induktivitäten L_1 und L_2 waren gleich. In einem Kreiszylinder von 9 cm Durchmesser waren Nuten von 22 × 22 mm Querschnitt eingedreht und mit Emailledraht von 0,4 mm Durchmesser vollgewickelt. Jede hatte eine Selbstinduktion von etwa 230 Millihenry. Der parallel zur Spule gelegte Kondensator war 0,12 μF groß und konnte stufenweise zwischen 0,10 und 0,12 μF geändert werden. Der Gitterkondensator Cg war 0,25 μF groß, er hatte einen Widerstand von 650 Ohm bei $n = 1000$. Bei diesen niedrigen Frequenzen war es vorteilhaft, statt der Gitterwiderstände ein paar Elemente und eine Drosselspule zu benutzen. Als Röhren wurden solche der Western Electric Company mit Glühelektrode, Type J oder $V\,T$ verwendet. Bei Benutzung dieser Röhren mit einer Eisenkerndrossel von etwa 0,80 Henry und 600 Ohm Widerstand ergab eine negative Zusatzspannung von 4,5 Volt am Gitter die besten Resultate. Die Anodenspannung betrug 45 Volt.

Sloane Laboratory, Yale University, New Haven, Conn.

Übersetzt von E. Lübcke, Bremen.

Hans Rukop und **Isolde Hausser-Ganswindt.** Die Anzahl der Eigenfrequenzen im Zwischenkreisröhrensender. (Ztschr. f. techn. Physik **4**, S. 313—317, 1923, Nr. 9, mit 8 Figuren.)

Die Frage, ob in einem System mit zwei Schwingungskreisen, von denen der eine einen negativen Widerstand ϱ (rückgekoppelte Senderöhre) enthält, zwei oder mehr Kopplungsfrequenzen auftreten können, wird rechnerisch — ohne daß der Gang der Rechnung gezeigt wird — dahin entschieden,

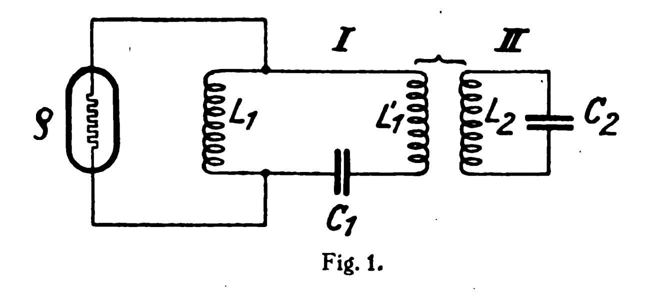


Fig. 1.

daß für die Bedingung $\delta = o$ vier Frequenzen auftreten können, solange ϱ alle Werte von $-\infty$ bis $+\infty$ annehmen kann. Sind jedoch alle Größen als konstant gegeben, so treten nur zwei Kopplungsfrequenzen mit eindeutig zugeordneten Dekrementen auf.

Zur Erklärung wird zunächst ein einzelner Schwingungskreis mit negativem Widerstand (I in Fig. 1) betrachtet. Fig. 2 zeigt, daß mit ϱ als unabhängiger Veränderlicher für $\delta = o$ zwei Wellenlängen λ_1 und λ_1' möglich sind, die eine bei $\varrho_1 = -120000\,\Omega$ (etwa eine Senderöhre), die andere bei $\varrho_1' = -4\,\Omega$

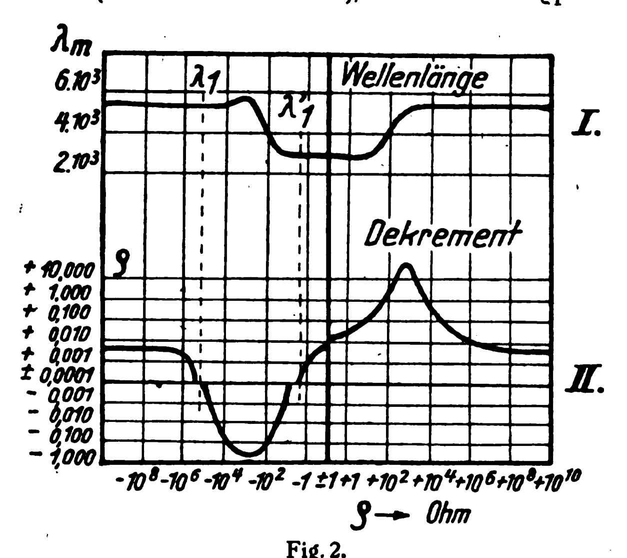


Fig. 2.

(etwa durch einen Lichtbogen realisierbar). Wird nun der Kreis II (Fig. 1) mit $\lambda_2 = \lambda_1$ angekoppelt, so ergeben sich sowohl aus λ_1 und λ_2 als auch aus λ_1' und λ_2 je zwei Kopplungswellen, λ_3 und λ_4 bzw. λ_5 und λ_6, welche der Bedingung $\delta = o$ genügen (Fig. 3). Bei einer bestimmten Dimensionierung

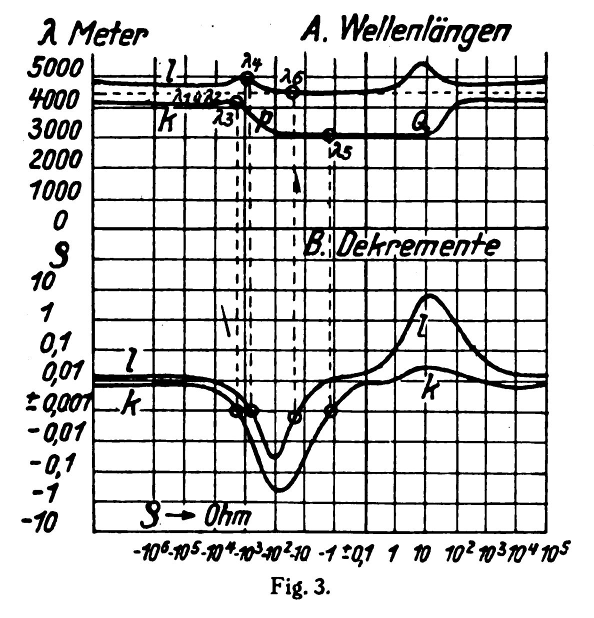


Fig. 3.

sind jedoch immer nur zwei davon möglich, λ_3 und λ_4 für großes ϱ, λ_5 und λ_6 für kleines ϱ. Wird in Fig. 1 $L_1' = o$ (L_1 mit L_2 gekoppelt), so verschwindet λ_1', der Kreis wird in diesem Falle ein aperiodischer mit negativem Widerstand. Es sind dann statt der 4 nur 3 Wellenlängen λ_3, λ_4 und λ_2 möglich. Auch dieser Fall wird durch eine Figur näher erläutert. W. Fischer.

R. Ettenreich. Der Spannunsabfall an Elektronenröhren. (Zeitschr. f. techn. Physik **4**, S. 477—480, 1923, Nr. 11, mit 14 Figuren.)

Die Proportion des Ohmschen Gesetzes wird graphisch in einem Coordinatensystem mit V als Abszisse, J als Ordinate dargestellt durch eine Gerade mit dem Winkel a gegen die Ordinatenachse, so daß $\operatorname{tg} \alpha = R = V/J$. Die Darstellung einer Serienschaltung zweier Ohmscher Widerstände an die Netzspannung V gibt Fig. 1 a. AD und DB gibt die Teilspannungen, DC den Strom. Diese Darstellung gilt auch für zwei

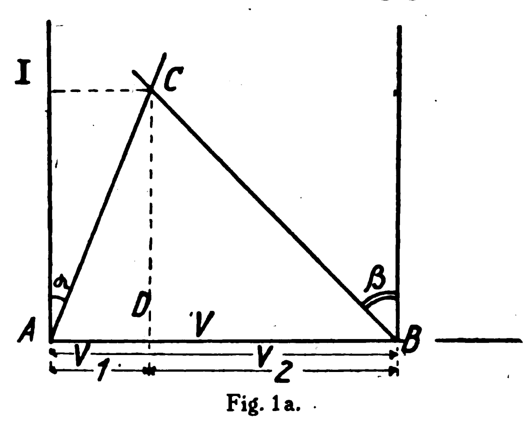


Fig. 1 a.

induktive oder zwei kapazitive Widerstände. Handelt es sich um Widerstände entgegengesetzten Vorzeichens (Selbstinduktion und Kondensator), so wechselt einer der Winkel,

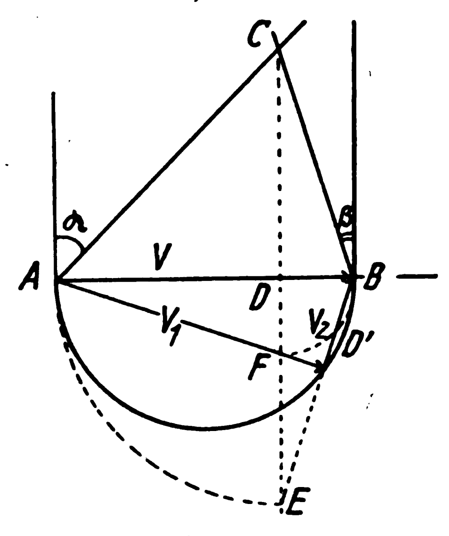


Fig. 1 b.

α oder β, seinen Drehsinn, in dem er aufgetragen ist; für Spannungsresonanz wird $\alpha = -\beta$, der Punkt C rückt ins Unendliche. Bei komplexen Widerständen (Serienschaltung

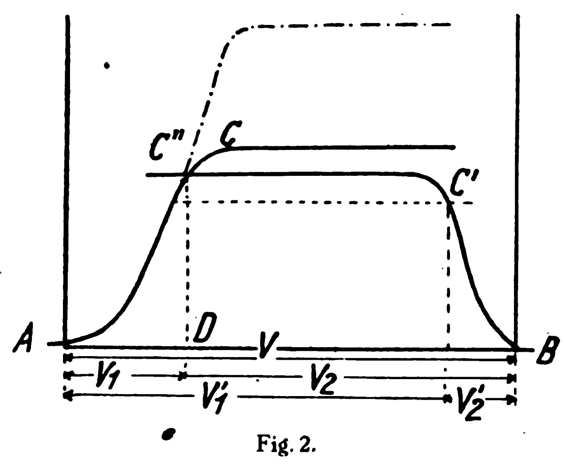


Fig. 2.

von Wirk- und Scheinwiderstand) muß zur Ermittlung der Teilspannung eine Vektorkonstruktion zu Hilfe genommen werden, die aus Fig. 1 b zu erkennen ist. Die Gesamtspannung wird in zwei aufeinander senkrechte Teilspannungen

zerlegt (I. geometrischer Ort Halbkreis über V), die sich verhalten wie $tg\,\alpha : tg\,\beta$ oder nach Fig. 1 wie $AD : DB$.

Fruchtbar wird diese Methode, sowie einer der Widerstände nicht konstant ist, d. h. keine lineare Charakteristik hat, wie bei Gasentladungsstrecken oder Elektronenröhren. Ist die Stromspannungskennlinie eines solchen Widerstandes bekannt, so tritt sie in den vorigen Konstruktionen an die Stelle der Geraden eines Ohmschen Widerstandes. Fig. 2 zeigt in diesem Sinn die Serienschaltung von zwei Elektronenröhren; die Spannungsverteilung kann daraus für jeden Betriebsfall ermittelt werden. W. Fischer.

H. Winther-Günther und J. Zenneck. Über Spulen mit veränderlicher Selbstinduktion für Mittelfrequenz (Phys. Z. S. **25**, 210—212, 1924).

Bei Benutzung des Röhrengenerator im Bereich hörbarer Frequenzen sind veränderliche Selbstinduktionen sehr erwünscht. Die Anordnung, die man bei Nieder- und Hochfrequenz benutzt, sind nicht geeignet, weil sie entweder zu viel Eisen enthalten oder zu unbequem großen Dimensionen führen. Für die Frequenz 500 Hertz wurde eine Anordnung gebaut und untersucht, die aus einem geraden, unterteiltem Eisenkern besteht, auf dem zwei Spulen verschiebbar sind. Bei Hintereinanderschaltung beider Spulen ist die Induktivität am größten, wenn sich beide Spulen in der Mitte des Kerns berühren. Die Kerne bestanden aus hochlegiertem Blech, 0,3 bzw. 0,4 mm stark, einseitig mit Papier beklebt, von 50 cm Länge, 3 cm Breite und 2,7 bzw. 5,4 cm Dicke. Die Windungszahl der Spulen richtet sich nach der Induk-

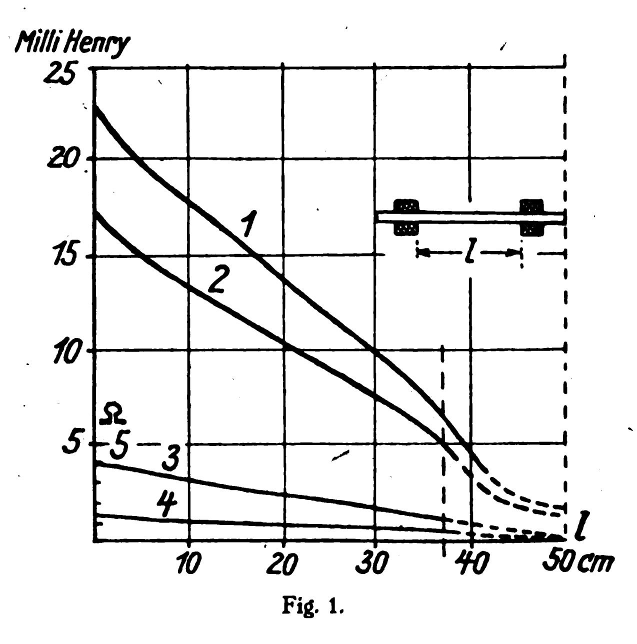


Fig. 1.

tivität, die gewünscht wird. Bei je 119 Windungen von 1,5 mm dickem Draht zeigt die Fig. 1 die Abhängigkeit der Selbstinduktion von dem Abstand der inneren Spulenränder l, wenn die beiden Spulen hintereinander geschaltet sind. Die Kurve 1 entspricht den Messungen mit einer gewöhnlichen Schwachstrom-Wechselstrombrücke. Die Kurve 2 ist mit Strom von 2 Amp. Stärke aufgenommen bei der gleichen Frequenz 500/sec. Die Kurven 3 und 4 zeigen den Verlauf des Wirkwiderstandes der durch das Eisen hervorgerufenen Hysteresis- und Wirbelstromverluste für Schwach- und Starkstrommessungen. Der ausgezogene Teil der Kurven reicht bis zu dem Abstand der Spulen, wo die äußeren Spulenflächen mit den Enden des Eisenkerns abschneiden. Bei den punktierten Kurventeilen sind die Spulen nur teilweise vom Eisen ausgefüllt.

Der Verlauf der Selbstinduktion geht in einem weiten Bereich linear mit dem Abstand. Um noch kleinere Werte für L zu erhalten, schiebt man am besten Spulen mit geringerer Windungszahl auf den Eisenkern, denn zu große Entfernungen und Gegeneinanderschalten der Spulen ist ungünstiger. Das Dekrement ist für alle Spulenabstände ungefähr gleich und beträgt für die Schwachstrombrücke 0,076 und für die Starkstrombrücke 0,170. Die Phasenwinkel waren 89° bzw. 86,5°.

Um festzustellen, bis zu welchen Stromwerten die Spulen wie eisenfreie benutzt werden können, wurden bei 500 Periodenstrom die Spannungen in Abhängigkeit von der

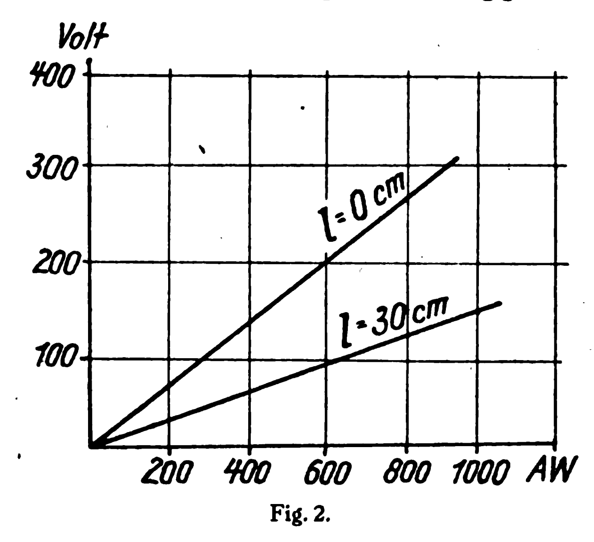


Fig. 2.

Amperewindungszahl bestimmt. Für einen Abstand der inneren Spulenflächen $l = 0$ und $l = 30$ cm ist bis etwa 1000 Amperewindungen der Verlauf linear (Fig. 2). Bis zu diesem Punkt bleibt also die Induktivität von der Stromstärke fast völlig unabhängig.

Diese Anordnung kann nicht nur als Selbstinduktions-, sondern auch als Kopplungsvariometer benutzt werden. Bei Verwendung in Röhrengeneratorkreisen wird zur Rückkopplung noch eine dritte Spule auf den Eisenkern gesetzt. E. Lübcke.

A. Glagolewa-Arkadiewa. Eine neue Strahlungsquelle der kurzen elektromagnetischen Wellen von ultrahertzscher Frequenz. (Zeitschrift f. Physik **24**, S. 153—165, Heft 3/4, 4. 6. 1924, mit 7 Figuren.)

Eine untere Grenze der Länge der durch Hertzsche Erreger, Glühkathodenröhren oder irgendwie durch Beeinflussung von Schwingungskreisen herstellbaren elektromagnetischen Wellen ist bekanntlich durch die unter ein bestimmtes Maß nicht zu verkleinernden linearen Dimensionen dieser Erzeuger gegeben. Die Verfasserin beschreibt in der vorliegenden Arbeit den „Massenstrahler", eine Strahlungsquelle, die Hertzsche Wellen bis herab zu 82 μ Länge sendet, also kürzere als die längsten bisher erreichten ultraroten Wellen. Ihre Anordnung zur Schwingungserzeugung, beruhend auf einem Gedanken von Herrn W. Arkadiew, ist in umstehender Figur dargestellt:

In einem Glasgefäß A befinden sich Metall- (Messing- oder Aluminium-) Feilspäne in Öl gebettet und durch einen Rührer B in langsamer Bewegung erhalten. Durch Motor wird um ihre Achse die Rolle K gedreht, durch die die „Vibrationsmasse" M emporgehoben wird. Im Punkt V ihres Umfangs kommen, durch die Zuleitungen ff eines Induktoriums gespeist, elektrische Entladungen zustande,

deren Feld die Späne zu freien Schwingungen in ihren Eigenfrequenzen anregt.

Nachweis der Wellen geschah durch Thermoelemente, auf die die Strahlungsenergie durch Spiegelung konzentriert wurde. Die gemessenen Wellenlängen waren 82 μ bis 50 mm,

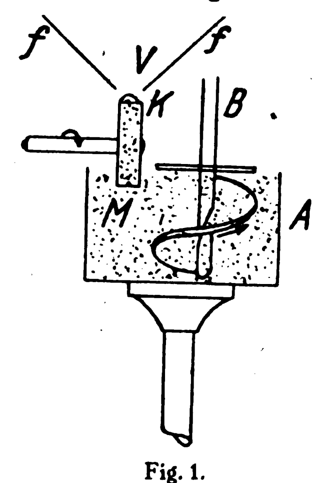


Fig. 1.

also von der Größenordnung der Länge der einzelnen Feilspäne (2,2 bis 0,04 mm) und einzelner Teile der Meßapparate, die wohl mit zu Schwingungen angeregt worden sind (Länge des Resonatos 12,5 mm $= \frac{50 \text{ mm}}{4}$).

Aufgabe der nächsten Zeit soll sein, möglichst Wellen einer Länge zu erzeugen, durch sorgfältigere Aussiebung der Körnchen (und Normierung der Teilchen auf gleiche Gestalt, d. Ref.) kann man vielleicht die Strahlung nahezu einwellig machen.

Vorzüge dieser Strahlungsquelle gegenüber andern sind:

a) verhältnismäßig große Energie, entsprechend der großen Anzahl der Strahler,
b) stundenlange Betriebsfähigkeit fast ohne Aufsicht,
c) Konstanz der Wellenlängen während des Betriebes, da infolge der Umdrehung des Rades *K* die einzelnen Späne nicht merklich von den Funken angegriffen werden. O. Emersleben.

K. Heegner. Über das Auftreten von Schwebungen bei rückgekoppelten Schwingungen. (Z. f. Physik, 13, S. 392—404.)

Bei den freien Schwingungen treten Schwebungen nur dann auf, wenn beide Schwingungen die gleiche Dämpfung besitzen, bei rückgekoppelten, wenn beide den gleichen Rückkopplungsgrad besitzen. Indessen treten beim gewöhnlichen Röhrensender, selbst wenn beide Schwingungen den gleichen Rückkopplungsgrad besitzen, im allgemeinen keine Schwebungen auf, weil beide Schwingungen, wenn sie vorhanden sind, nicht mehr voneinander unabhängig sind. Verfasser beobachtet nun an dem in Fig. 1 dargestellten Zweiröhrensystem Schwebungen, über die er eine ganze Reihe sehr sorgfältig ausgewerteter Oszillogramme bringt. Das wesentliche Moment für das Auftreten der Schwebungen ist die Art der Erregung, welche hier Stoßerregung ist. Diese wird hier durch die kapazitive Abriegelung des Gitters erreicht.

ist nur Kreis I vorhanden, so bewirkt die kapazitive Abriegelung des Gitters, daß sich beim Anklingen einer Schwingung ein sich immer mehr vertiefendes negatives Gleichpotential auf dem Gitter ausbildet. Die Anodenstromzufuhr zur Aufrechterhaltung der Schwingungen wird immer geringer und kann zu Null werden, indem sich die Gitterspannung infolge der wachsenden negativen Vorspannung nicht mehr zu positiven Werten erhebt. Die angeregte Schwingung klingt rfei aus. Der Verlauf des Abklingens gestattet, das Dämpfungsdekrement des Kreises zu bestimmen (s. Fig. 2a).

Ist auch Kreis II angekoppelt, welcher auf I abgestimmt ist, so treten, wenn eine gewisse Kopplung überschritten ist, zwei gleich stark rückgekoppelte Schwingungen auf. Das gewöhnliche Rohr arbeitet nun vermöge seiner verstärkenden Wirkung dem Abklingen einer Schwingung, z. B. während einer Schwebung, entgegen. Bei kapazitiv abgeriegeltem Gitter wird diese Wirkung durch das sich selbst regulierende Gittergleichpotential aufgehoben. Beim Anklingen werden beide Kopplungsfrequenzen angeregt. Vermöge der geschilderten Eigenschaft läßt die nachschiebende Wirkung des Rohres im Maximum der Schwebung nach, derart, daß das Rohr beim Durchgang der Amplitude durch Null völlig verriegelt sein kann (s. Fig. 2b). Erst beim Zurückpendeln der Energie in den Primärkreis reicht die Steuerspannung wieder aus, um den Schwingungen Energie nachzuführen. Ist sie gerade groß genug, um die Schwingungsamplitude aufrecht zu erhalten, so werden sie stationär, im anderen Falle klingen sie ab. Durch Veränderung der Rückkopplung, der Abmessungen des Abriegelungskondensators und des Ableitungswiderstandes w kann der eine oder der andere Zustand erreicht werden. Wesentlich für das Zustandekommen der Schwebungen ist die stoßartige Erregung, wodurch das Anklingen beider Kopplungswellen eingeleitet wird.

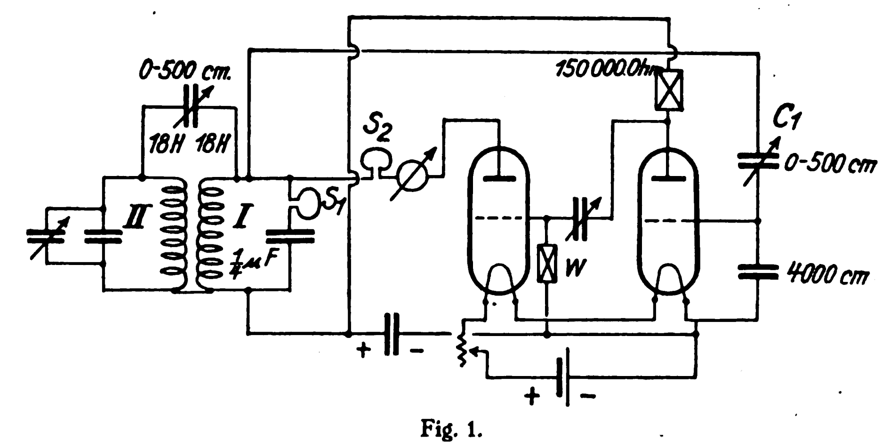
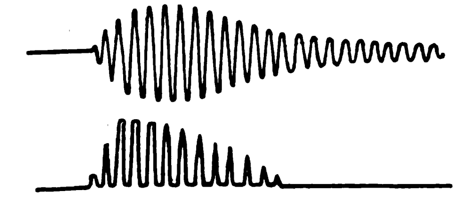


Fig. 1.

Verfasser erläutert an der Hand vieler Oszillogramme die Einflüsse veränderter Rückkopplung, Kopplung zwischen

K. Heegner. Durch Elektronenröhren erregte Schwingungskreise. (Archiv f. Elektrotechnik, 12, S. 211—226.)

den Kreisen und der Verstimmung der Kreise. Bei fester Rückkopplung neigen die Schwebungen zum Abklingen, indem das negative Potential zu tief wird. Es zeigt sich ferner, daß bei gewisser fester Rückkopplung die Schwingungen nicht mehr voneinander unabhängig sind. Bei zu loser Kopplung können die Schwebungen in eine der beiden Kopplungswellen umschlagen.



Strom im Schw. Kreis
(in Schleife S_1)

Anodengleichstrom
(Strom in Schleife S_2)

Fig. 2a.



Fig. 2b.

Der Unterschied der beschriebenen Schwingungsvorgänge von der Stoßerregung bei Löschfunken besteht darin, daß bei letzterer der Primärkreis beim Durchgang der Amplitude durch Null durch das Erlöschen des Funkens geöffnet wird; der Sekundärkreis schwingt frei aus. Hier wird das Rohr, welches parallel zum Primärkreis liegt, in diesem Augenblicke nur abgeschaltet, so daß das gekoppelte System in den beiden Kopplungswellen weiter schwingt.

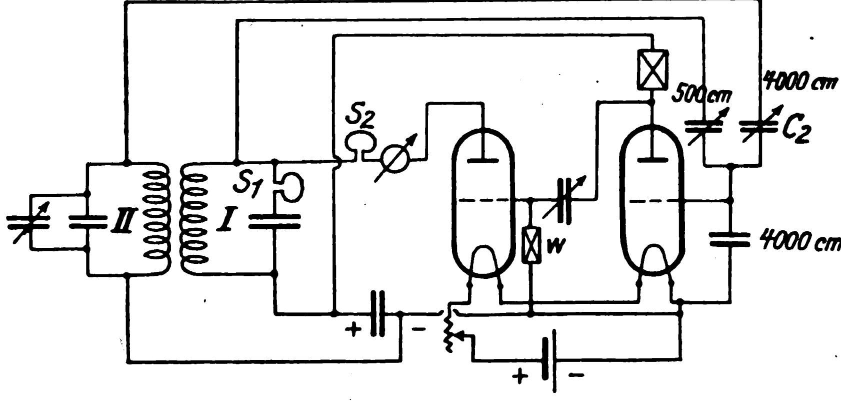


Fig. 3.

Ferner werden die Erscheinungen bei Hinzufügung einer sekundären Rückkopplung (über C_2) untersucht und beschrieben.

Ist die Kopplung zwischen den Kreisen so lose, daß der gegenseitige Einfluß beider Kreise zurücktritt, so können bei Verstimmung beider Kreise und gleichstarker Rückkopplung der beiden Schwingungen in dem Verlauf des Anodenstromes ähnliche Bilder beobachtet werden wie bei den beschriebenen Schwebungen. Der Anodenstrom wird nunmehr durch beide Schwingungen gesteuert, während der Primärstrom eine einzelne Schwingung ist. E. Döring.

Adolf Scheibe. Untersuchungen über die Erzeugung sehr kleiner Wellen mit Glühkathoden-Röhren nach Barkhausen und Kurz (Auszug aus einer Jenaer Dissertation, Ann. d. Phys. [IV] **73**, 54—88, 1923).

Nach Barkhausen und Kurz entstehen kurze, ungedämpfte Schwingungen, wenn man an die zylindrische Anode einer Senderröhre den negativen Pol einer Hochspannungsbatterie, an das Gitter den positiven Pol einer zweiten Batterie und die beiden anderen Pole an die Kathode legt. Verfasser will Röhren zur Erzeugung sehr kurzer Wellen möglichst großer Konstanz und Intensität bauen.

Die Senderöhren.

Da Röhren mit plattenförmiger Außenelektrode keine Schwingungen zeigten, wurde diese immer als Kreiszylinder hergestellt. Das Gitter wurde aus praktischen Gründen als Prisma mit quadratischer, rechteckiger oder sechseckiger Form ausgebildet, dessen Mittellinie die aus einem 0,15 mm starkem Wolframdraht bestehende Glühelektrode bildete. Der Halbmesser der Außenelektrode wurde zwischen 0,86 und 1,72 cm, die Länge der Seite des Gitterquerschnittes zwischen 0,3 und 1,6 cm und die wirksame Länge des Gitters zwischen 2 und 5 cm geändert. Sämtliche Untersuchungen erfolgten bei laufenden Pumpen und einem Gasdruck von etwa $1 \cdot 10^{-5}$ mm Hg. Die Lebensdauer der Röhren war bei diesen Untersuchungen wegen der benutzten hohen Emission von 5—6 Milliampere/mm² Heizdrahtoberfläche sehr gering. Unten werden die Maßnahmen zur Verlängerung der Lebensdauer angegeben.

Bei den Messungen wurden Batterien höchster Konstanz benutzt, da z. B. Schwankungen des Heizstroms von noch nicht 0,1% jede Wellenlängenbestimmung unmöglich machen konnten. Widerstände und Meßinstrumente waren 1—1,50 m von der Röhre entfernt. Die Zuleitungen waren bifilar.

Meßeinrichtung.

Die Wellenlängen wurden mit Hilfe eines Lecherschen Drahtsystems bestimmt. Die Brücke der Drähte war vom Beobachtungspunkt aus verschiebbar. Diese Brücke bestand aus einer Kupferscheibe von 1 mm Dicke und 16,5 cm Durchmesser. Auf der der Senderöhre abgewandten Seite befand sich der Indikator, ein Detektor oder Thermoelement. Der Detektor war in diesem Falle entweder direkt mit den beiden Hälften der in diesem Falle durchgeschnittenen Plattenbrücke verbunden oder durch zwei 10 cm lange, an ihm angebrachte Antennen kapazitiv gekoppelt. Beim Thermoelement wurde eine kurze Koppelschleife benutzt, die isoliert durch die Brücke geführt war. Als Stromanzeiger diente ein Spiegelgalvanometer von 10^{-8} oder $5 \cdot 10^{-9}$ Amp/Skt. Empfindlichkeit und kurzer Schwingungsdauer.

Gruppierung und Form der Maxima.

Die Verteilung der Maxima auf dem Lecherschen Drahtsystem im allgemeinsten Fall ist durch Fig. 1 dargestellt. Sie lassen sich in drei Gruppen zusammenfassen.

1. Die mit a bezeichneten Maxima gehören einer längeren und meist stärkeren Welle an. Weiterhin „lange Welle" genannt.

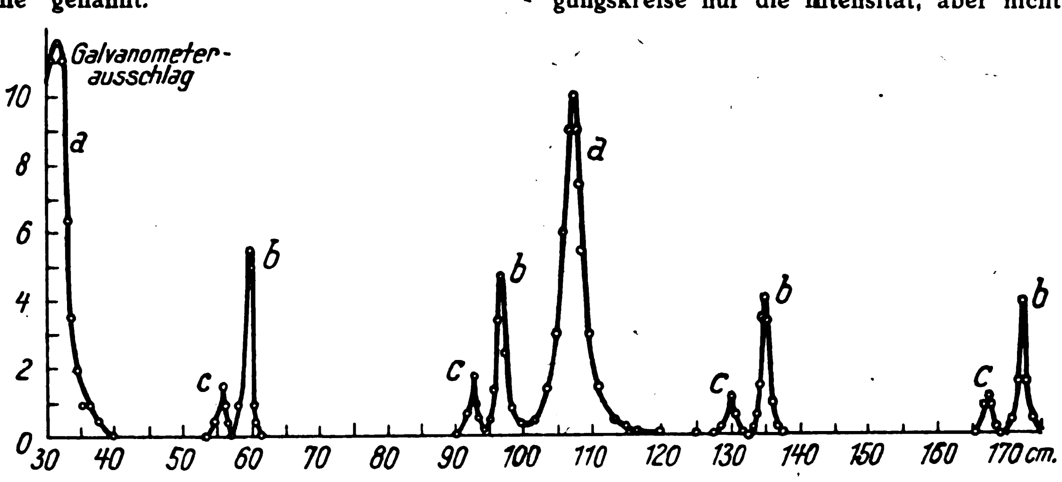


Fig. 1.

2. Die mit b bezeichneten Maxima gehören einer kurzen und meist schwächeren Welle an, als „kurze Welle" bezeichnet.
3. Die mit c bezeichneten entstehen durch Reflexionen der Wellen a oder b am Ende des Drahtsystems.

Diese Intensitätskurven sind, wie durch Berechnung des Dekrementes an den einzelnen Kurvenpunkten festgestellt wurde, Resonanzkurven mit einem Dekrement von der Größenordnung 0,01.

Konstanz der Wellenlänge.

Die Konstanzprüfungen wurden an den Röhren bis zu einer Stunde Zeitdauer vorgenommen, indem alle zehn Minuten schnell nacheinander dreimal die Wellenlänge gemessen wurde. Die Fehler der Einzelwerte sind sehr

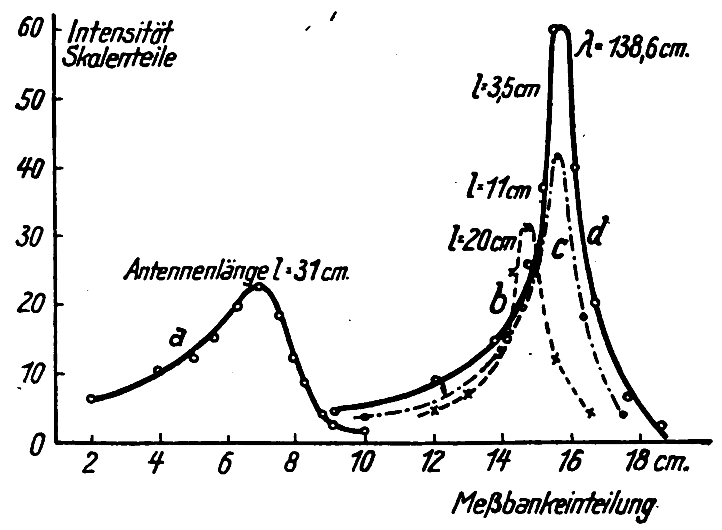


Fig. 2.

klein und liegen zwischen ± 0,11 und ± 0,26%. Also innerhalb einer Stunde lassen sich Schwingungen mit genügender Konstanz herstellen. Auch die Reproduzierbarkeit ist gut, denn Messungen an einer Reihe von Röhren an verschiedenen Tagen ergaben unter den gleichen Bedingungen höchstens Differenzen von ± 1,2%.

Beeinflussung der Wellenlängen durch äußere Einwirkungen.

Ist die Erklärung der Schwingungserzeugung durch Barkhausen und Kurz richtig, daß die Schwingungen durch um das Gitter herumpendelnde Elektronen hervorgerufen werden, dann dürfen angeschaltete Schwingungskreise nur die Intensität, aber nicht die Wellenlänge beeinflussen. Dieses war auch bei sämtlichen untersuchten Röhren der Fall, mit Ausnahme einer, bei der man unter passend gewählten Betriebsbedingungen eine völlig anders geartete Schwingung bekam, wie sie der Resonanzkurve a der Fig. 2 zeigt. Die normalen Resonanzkurven zeigen die Kurven b, c und d für andere Antennenlängen l. Man sieht sofort, daß im Fall a eine andere Wellenform, vielleicht gedämpfte Wellen, vorliegt.

Theoretische Abhängigkeit der Wellenlänge von den Spannungen und Dimensionen.

Barkhausen und Kurz haben die Wellenlänge dadurch bestimmt, daß sie die Schwingungsdauer eines Elektrons für eben angeordnete Elektroden berechneten. Der Verfasser berechnet die Wellenlänge, indem er die bei den Versuchen tatsächlich benutzte zylindrisch-symmetrische Anordnung zugrunde legt. Führt man folgende Bezeichnungen ein:

r_0 = Radius des Heizfadens,
r_1 = Radius der Gitterelektrode,
r_2 = Radius der Außenelektrode,
E_g = Potential der Gitterelektrode,
E_a = Potential der Außenelektrode,
ε = Ladung des Elektrons,
m = Masse des Elektrons,
τ = Periodendauer,
c = Lichtgeschwindigkeit,
$\lambda = c \cdot \tau$ = Wellenlänge, dann ergibt sich die Wellenlänge in Zentimeter, wenn die Spannungen in Volt und die Radien in Zentimeter gemessen werden:

$$\lambda = c \cdot \tau = \frac{4 c r_1}{\sqrt{2 \frac{\varepsilon}{m} \cdot E_g \cdot 10^8}} \left\{ f\left(\sqrt{ln \frac{r_1}{r_0}}\right) + g\left(\sqrt{\frac{E_g}{E_g - E_a} ln \frac{r_2}{r_1}}\right) \right\} \text{cm.}$$

Aus dieser Gleichung ergibt sich folgende Abhängigkeit der Wellenlänge von den Dimensionen:

1. Vergrößert man die Querdimensionen, d. h. die Radien r_0, r_1, r_2, so daß die Röhre sich selbst ähnlich bleibt, dann ist die Wellenlänge proportional dem Gitterradius r_1.

2. Wird der Gitterradius r_1 konstant gehalten, dann besteht eine nur geringe Abhängigkeit vom Verhältnis r_1/r_0. Die Abhängigkeit vom Verhältnis r_2/r_1 bedingt eine Zunahme der Wellenlänge mit größer werdendem r_2/r_1. Bei konstantem r_0 und r_1 wird die Wellenlänge mit dem Radius der Außenelektrode r_2 größer. Weiter kann man noch schließen: Die Wellenlänge muß bei konstantem Verhältnis $E_g/(E_g - E_a)$ umgekehrt proportional $\sqrt{E_g}$ sein. Bei konstanten Gitterpotential E_g nimmt die Wellenlänge mit größer werdendem $E_g/(E_g - E_a)$ zu. Da E_a stets negativ ist, nimmt die Wellenlänge mit steigender Spannung an der Außenelektrode ab.

Experimentelle Prüfung.

Der Heiz- bzw. Emissionsstrom beeinflußt die Wellenlänge höchstens um 2%, indem mit steigender Heizung zuerst die Wellenlänge etwas ansteigt und dann stark abnimmt. Über die Ursache dieser geringen Abhängigkeit ist auf Grund vorliegenden Materials noch nichts zu sagen. Der von der Theorie geforderte Lauf der Wellenabhängigkeit von der Außenelektrodenspannung bei konstanter Gitterspannung wird gut wiedergegeben. Der Verlauf der Kurven ist übereinstimmend, nur in den absoluten Werten treten Abweichungen um 6—10% auf, die aber wesentlich geringer sind, als für die nach der Formel von Barkhausen und Kurz berechneten Kurven. Auch der Einfluß der Gitterspannung bei konstanter Außenelektrodenspannung auf die Wellenlänge ist untersucht und im Einklang mit der Theorie gefunden.

Schwingungsbereiche.

Es ergab sich stets, daß die Röhren bei konstanter Gitterspannung nur für einen beschränkten Bereich von E_a Schwingungen lieferten. Dies Intervall begann bei $E_a \sim 0$ Volt und hörte bei höheren und niederen negativen Werten E_a auf. Die Theorie über die Abhängigkeit der Wellenlänge von den Dimensionen und Spannungen kann uns naturgemäß über das Ein- und Aussetzen der Schwingungen nichts sagen.

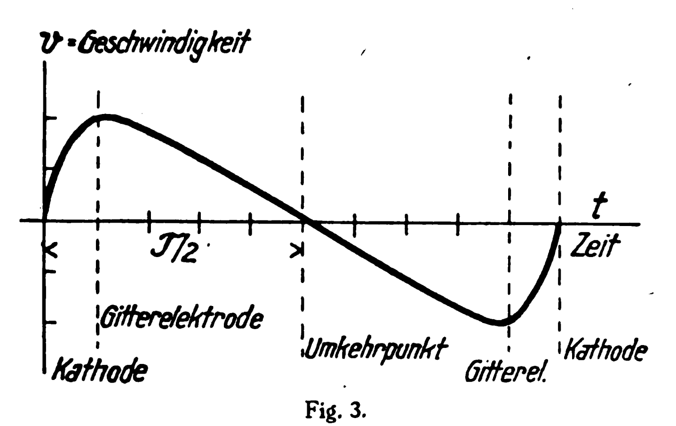


Fig. 3.

Man muß das experimentell untersuchen und kommt dann zu dem Resultat, daß zur Aufrechterhaltung eines schwingungsfähigen Zustandes die Elektronen im Gitter-Außenelektrodenraum immer ein mehrfaches der Zeit sich aufhalten müssen, wie sie es in dem Gitter-Glühkathodenraum tun. Das Verhältnis beider Zeiten beträgt bis 1 : 10. Zeichnet man sich den Verlauf der Geschwindigkeit des Elektrons auf, wobei die größte Geschwindigkeit beim Passieren des Gitters auftritt, dann erhält man eine Kurve nach Fig. 3, aus deren Form man auf das Auftreten von Schwingungen doppelter Frequenz schließen kann.

Abhängigkeit der „kurzen Wellen" von den Spannungen und Röhrendimensionen.

Die „kurzen Wellen" sind nicht ganz leicht zu messen, da die gewöhnlich mit auftretende „lange Welle" die größere Intensität besitzt. Man findet die kurzen Wellen dadurch leichter, daß man die Heizstromstärke allmählich steigert, die kurzen Wellen treten dann etwas eher als die langen auf. Das Eingrenzen des schwingungsfähigen Bereiches wird dadurch erleichtert, daß man mit hoher negativer Spannung der Außenelektrode beginnt und diese allmählich

Tabelle 1.

Röhre	λ_1 cm	λ_2 cm	λ_1/λ_2
A	95,00	47,50	2,00
B	89,40	47,72	1,87
B	74,70	37,04	2,02
F	333,70	166,50	2,04
E	100,00	52,00	1,92
D	108,00	70,00	1,54

verringert. Die Abhängigkeit der kurzen Wellen von den Strömen und Spannungen ist genau die gleiche wie bei langen. Auch in ihrer Konstanz, Unabhängigkeit von äußeren Kreisen und Reproduzierbarkeit zeigten sie gleiches Verhalten wie die langen Wellen.

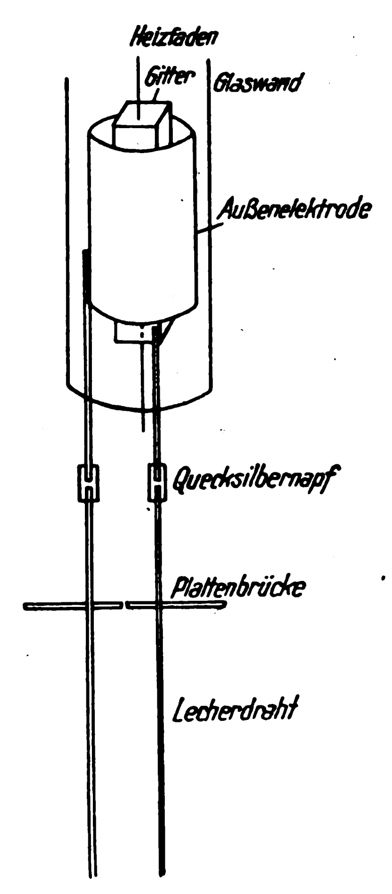


Fig. 4.

Diese kurzen Wellen sind also nicht das Produkt von irgendwelchen Zufälligkeiten, sondern man kann mit ihnen ebenso sicher wie mit den langen Wellen arbeiten. Um zu prüfen, ob sie tatsächlich Oberschwingungen der langen Wellen darstellen, sind in der Tabelle 1 für eine Reihe

Röhren die beiden Wellenlängen und ihr Verhältnis angegeben. Bei den symmetrischen Röhren ist das Verhältnis 2 oder nahezu 2, nur bei der unsymmetrischen Röhre D (exzentrisch angeordnetes Gitter von quadratischem Querschnitt) tritt eine große Abweichung auf. Man kann deshalb

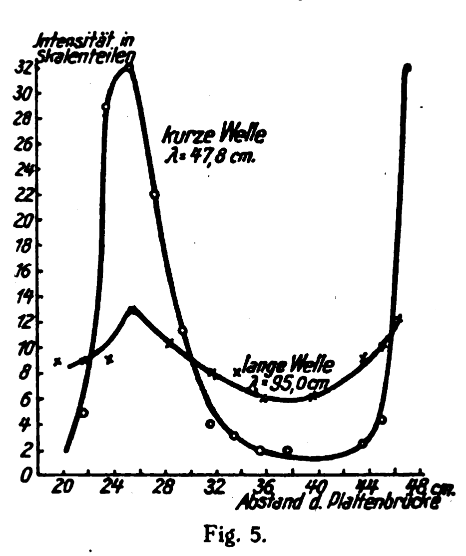


Fig. 5.

noch nicht mit absoluter Sicherheit auf Oberschwingungen der langen Welle schließen. Die kurze Welle kann auch durch einen ganz anderen Vorgang entstehen, denn es wurde die kurze Welle auch allein gefunden ohne Andeutung einer gleichzeitig vorhandenen langen Welle.

Intensität der Wellen.

Zur Bestimmung der Intensität bei verschiedenen Wellenlängen wurde die Wellenlänge durch Veränderung der Spannung an der Außenelektrode geändert und ihre am Brückenthermoelement auftretende Stromstärke gemessen. Man erhielt so einen etwas unregelmäßigen Kurvenverlauf mit einem ausgeprägten Maximum. Die Unregelmäßigkeiten verschwanden jedoch sofort, sobald man den Einfluß des Röhrensockels und der an ihr befestigten Antennen beseitigte, indem man einen Resonator nach Fig. 4 benutzte, bei dem man die im Innern der Röhre möglichst geradlinig und parallel geführten Drähte in Form Lecherscher Drähte weiterführte. Dieser Resonator wurde durch eine in der Mitte durchgeschnittene Plattenbrücke abgestimmt. Durch Einstellen der Brücke ließ sich jetzt für eine bestimmte Elektronenschwingung die Schwingungsenergie wesentlich steigern, wie die Fig. 5 zeigt. Im übrigen findet man zu jeder Resonatorschwingung eine günstigste Elektronenschwingung, bei der die Schwingungsenergie wesentlich verstärkt ist. Man kann jetzt bei guter Schwingungsenergie die Heizung verringern und damit die Lebensdauer der Röhre beträchtlich steigern.

Die längsten und kürzesten Wellen.

Unter Ausnutzung der kurzen Wellen konnten Wellenlängen knapp unter 30 cm erreicht werden, während eine längste Welle von 334 cm leicht erzielt werden konnte. Die Dimensionen der Röhren ließen sich für die Erzeugung noch kürzerer Wellen nicht verkleinern, auch wurden selbst mit Resonatoren keine Oberschwingungen der kurzen Welle gefunden.

E. Lübcke.

Patentschau.

Von **Kurt Deumig.**

Schwingungserzeugung.

Hochfrequenzmaschinen.

D.R.P. 398 588. Einrichtung zur Tourenregulierung, insbesondere für Hochfrequenzmaschinen. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 13. September 1921 ab. Ausgegeben am 19. Juli 1924.

Bei dieser Einrichtung wird ein auf die Achse der Hochfrequenzmaschine aufgesetzter oder ein anderer synchroner Unterbrecher als Gleichrichter für die Ströme eines oder mehrerer Resonanzkreise benutzt, so daß diese Gleichströme zur Regulierung des Motors benutzt werden können. Zwei mit der Maschine lose gekoppelte, ober- und unterhalb der Resonanz liegende Kreise sind mit dem Unterbrecher so verbunden, daß bei der richtigen Tourenzahl der aus beiden resultierende Gleichstrom Null wird, während er bei Erhöhung der Tourenzahl nach der einen, bei Erniedrigung nach der anderen Richtung anwächst. Der Unterbrecher braucht nicht eine Unterbrechungszahl zu besitzen, die gleich der Periode des durch ihn gleichzurichtenden Stromes ist, sondern die Unterbrechungszahl kann einen ganzzahligen Bruchteil dieser Periode betragen. Die Anordnung ist in Fig. 1 dargestellt. Aus dem Hochfrequenzgenerator H werden vermittels der Kopplungsspule K die beiden Resonanzkreise R^1 und R^2 gespeist, welche um den gleichen Betrag über bzw. unter der Resonanzlage gestimmt sind. Die zur Regelung der Tourenzahl bestimmte Energie wird den Kondensatoren C^1 und C^2 der beiden Resonanzkreise entnommen. Die Kondensatoren sind einerseits direkt miteinander verbunden und anderseits über den Unterbrecher U zu dem Gleich-

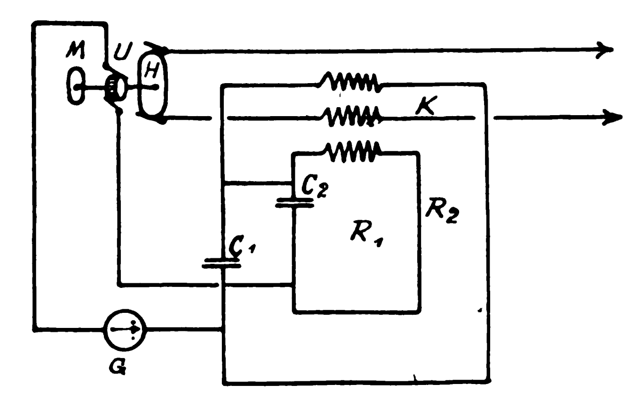


Fig. 1.

strom-Differentialrelais G geführt. Den beiden Resonanzkreisen R^1 und R^2 wird somit beim Umlauf der Maschine über den Unterbrecher U intermittierend Gleichstromenergie entzogen, die dem Relais G zugeführt wird.

Hochfrequenztransformatoren.

D.R.P. 395 364. Verfahren zur Verbesserung des Wirkungsgrades von Frequenzvervielfachungstransformatoren, insbesondere für



Radiotechnik. Dr. Walter Dornig in Berlin-Steglitz. Patentiert vom 5. Mai 1923 ab. Ausgegeben am 8. Mai 1924.

An den Frequenzvervielfachungstransformator werden ein oder mehrere Hilfskreise angeschaltet, von denen wenigstens einer ungefähr auf die Grundfrequenz abgestimmt ist. Dadurch ist es möglich, eine gewisse Anzahl von Gegen-Amperewindungen der Grundfrequenz auf den Transformatorkern zu drücken, die dessen Verluste außerordentlich reduzieren. Außerdem ist damit der besondere Vorteil

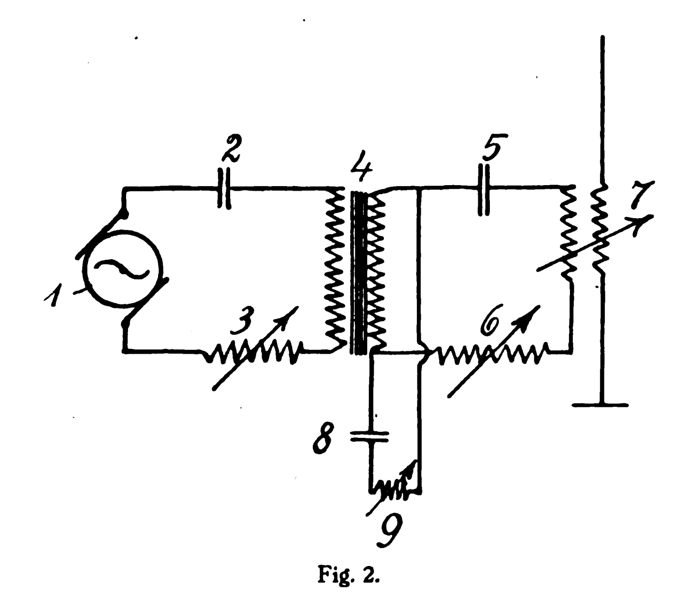


Fig. 2.

verbunden, daß die resultierende Spannung an den Transformatorklemmen bei gleicher Stromstärke vermindert wird. Fig. 2 ist ein Schaltungsschema des neuen Verfahrens; 8 und 9 sind die Abstimmittel des gemäß der Erfindung vorgesehenen, ungefähr auf die Grundfrequenz abzustimmenden Hilfskreises.

D.R.P. 397 417. Hochfrequenztransformator, besonders für Radiotechnik. Dr. Walter Dornig in Berlin-Steglitz. Patentiert vom 15. August 1923 ab. Ausgegeben am 21. Juni 1924.

Die Erfindung besteht darin, daß der Kern aus einer hochprozentigen Legierung, besonders Nickeleisen, in Form von dünn ausgezogenem Draht von höchstens 0,2 mm Durchmesser gewickelt wird. Die Magnetisierungskurve dieses Materials weicht von der des gewöhnlichen hochlegierten Eisenbleches ganz bedeutend ab; sie liegt viel niedriger. Das heißt, die Induktion B ist bei einer gegebenen Amperewindungszahl viel geringer als die von Eisenblech oder -draht. Außerdem zeigt sich, daß die Verluste mit Eisen-Nickeldraht geringer sind als mit gewöhnlichem Eisendraht, ganz besonders für hochfrequente Frequenztransformatoren.

D.R.P. 397 476. Tourenregulierung von Hochfrequenzumformern. Dr. Walter Dornig in Berlin-Steglitz. Patentiert vom 6. Juli 1923 ab. Ausgegeben am 21. Juni 1924.

Nach dem Hauptpatent 374 560 werden mehrere durch verschiedene Zentrifugalgewichte direkt betätigte Kontakte zwecks stufenweiser Einschaltung von Korrektionswiderständen angewendet. Diese Kontakte schließen zeitlich nacheinander. Bei dieser Tourenregulierung darf die pro Kontakt getastete Spannung nur ganz minimal sein, damit auf keinen Fall ein Funke stehen bleibt. Wenn man diese Tourenregulierung bei größeren Motoren anwendet, wo der Erregerstrom auf mehrere Amperes steigen kann, dann kann der einzelne Kontakt relativ hoch belastet werden, wodurch die Neigung zur Funkenbildung vergrößert und damit die Präzisionswirkung der Tourenregulierung gefährdet wird.

Um auch diese Möglichkeit auszuschalten, wird gemäß der vorliegenden Weiterausbildung die einzelne Stufe unterteilt, so daß also mehrere Kontakte einer Stufe parallel und gleichzeitig geschlossen und geöffnet werden und infolgedessen auf jeden einzelnen Kontakt ein Bruchteil der gesamten, in einer Stufe zu tastenden Leistung entfällt.

Schwingungserzeugung mittels Kathodenröhren.

D.R.P. 395 437. Einrichtung zur Erzeugung und Verstärkung von Schwingungen beliebiger Frequenz, insbesondere für drahtlose Telegraphie. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und Dipl.-Ing. Wladislaus Heller in Berlin. Patentiert vom 15. September 1918 ab. Ausgegeben am 13. Mai 1924.

Die Erfindung besteht darin, daß ein Punkt des Anodenkreises, der über eine Drossel mit der Kathode und unter Einschaltung eines schwingungsfähigen Gebildes mit der Anode verbunden ist, über einen Kondensator mit dem Gitter verbunden ist; an einem Punkte der Verbindung zwischen Kondensator und Gitter einerseits und der Kathode andererseits ist ein zweckmäßig regelbarer Widerstand eingeschaltet. Bei dieser Schaltung wird mit einfachsten Mitteln eine besonders empfindliche Niederfrequenzverstärkung oder ein hochfrequentes Senden ermöglicht, wobei die Amplitude der erzeugten Hochfrequenzschwingung gleichzeitig im Rhythmus eines Tones schwankt.

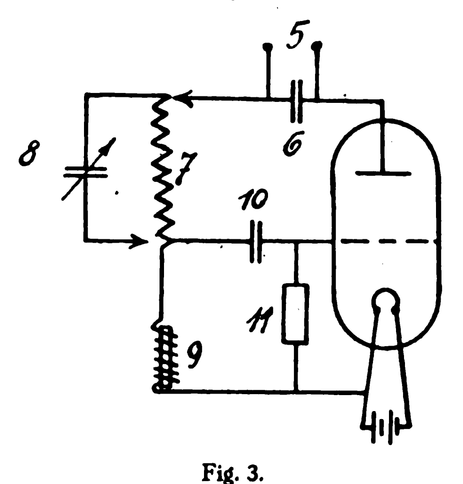


Fig. 3.

Fig. 3 zeigt ein Ausführungsbeispiel im Schema. Diese Schaltung hat vor allen Dingen den Vorzug, eine besondere Niederfrequenzverstärkung herbeizuführen, vermutlich aus dem Grunde, weil bei geeigneter Einstellung des Widerstandes 11 die Aufladungen des Kondensators 10 in einem niederfrequenten Rhythmus erfolgen. Die beste Wirkung wird erhalten, wenn der Widerstand 11 gerade so bemessen wird, daß kein Eigentönen auftritt. Andererseits kann für Sendezwecke die Erzeugung eines Tones, der durch den Widerstand 11 leicht veränderlich ist, sehr erwünscht sein.

D.R.P. 397 863. Hilfsschaltung bei der Erzeugung elektrischer Schwingungen durch Entladungsröhren. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 3. August 1921 ab. Ausgegeben am 9. Juli 1924.

Vermittels eines vom Anodengleichstrom durchflossenen Widerstandes wird eine zusätzliche negative Gitterspannung hervorgerufen. Die Fig. 4 zeigt eine derartige Schaltung. Der Widerstand W kann mit Vorteil zu Hochfrequenztelephonie benutzt werden, wenn z. B. eine Methode gewählt ist, bei welcher die Anodenbetriebsspannung im Takte der Sprache geändert wird. Er hat dann die Wirkung,

daß er, da sich ja mit der Betriebsspannung der Anodengleichstrom etwa proportional mitändert, eine der Anodenspannungsänderung proportionale, aber entgegengesetzt gerichtete Gitterspannung hervorruft. Letztere ist von Vorteil

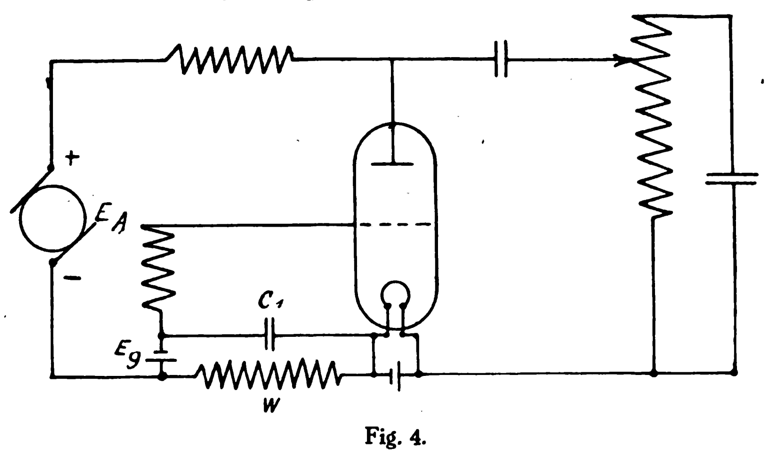


Fig. 4.

für den kontinuierlichen Verlauf der Schwingungen. Der genannte Widerstand W wird durch einen passenden Kondensator C_1 zwecks Passierens der Hochfrequenz überbrückt und die notwendige feste Gitterspannung E_g wird dazu in Reihe geschaltet.

Schwingungserzeugung mittels Elektroden.

D.R.P. 396 154. Anordnung zur Erzeugung und Verstärkung von ungedämpften elektrischen Schwingungen. Telefunken-Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 15. November 1922 ab. Ausgegeben am 26. Mai 1924.

Gemäß der Erfindung wird die bei elektrolytischen Prozessen entstehende Ionenströmung nutzbar gemacht. Die Anordnung besteht aus einem Elektrolyten mit einer Anode und Kathode, ferner einer siebförmigen, in dem Ionenweg möglichst in der Spaltungsebene angeordneten Zwischenelektrode. Diese Elektroden werden zweckmäßig in Zylinderform ausgebildet, wobei die Anode gleichzeitig als Gefäß zur Aufnahme des Elektrolyten dienen kann. Die drei Elektroden werden ineinander angeordnet, so daß sie sich gegenseitig umschließen. Die Vorgänge in der vorliegenden Anordnung sind analog wie bei einer Entladungsröhre mit ionisierter Gasstrecke.

Senderschaltungen.

D.R.P. 394 318. Einrichtung zur drahtlosen Nachrichtenübermittlung, insbesondere für drahtlose Telephonie bei langen Wellen mit durch Fremdsteuerung gesteuertem Röhrensender. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 17. März 1923 ab. Ausgegeben am 30. April 1924.

Die Erfindung beruht darauf, daß es — gegenüber den üblichen Anordnungen dieser Art — an sich nicht notwendig ist, die Trägerfrequenz zu kompensieren, sondern das es genügt, durch geeignete Verstimmung des Sendesystems ihre Energie zu unterdrücken. Das Sendesystem aber wird auf eine Frequenz des auszustrahlenden Seitenbandes abgestimmt, damit dasselbe mit bester Energieausnutzung übertragen werden kann. Eine Schaltung zur Erläuterung der Erfindung ist in Fig. 5 gegeben. Hier bedeutet R_1 den Steuerröhrensender, der beispielsweise eine Trägerhochfrequenz von 50 000 Perioden erzeugt. Dieser Steuerröhrensender wirkt auf die Energie liefernde Röhre R_2, von der aus die Schwingungen auf die Antenne gebracht werden. Der Eingangskreis I der Röhre R_2, der Zwischenkreis II und die Antenne III sind nach der Erfindung gegen die Hochfrequenz verstimmt. Soll beispielsweise der Ton 1000 durch Modulation der Hochfrequenz im Steuersender R_1 oder im Kreise I übermittelt werden, so muß entsprechend dem Prinzip der erwähnten Telephonieverfahren eine Frequenz von 51 000

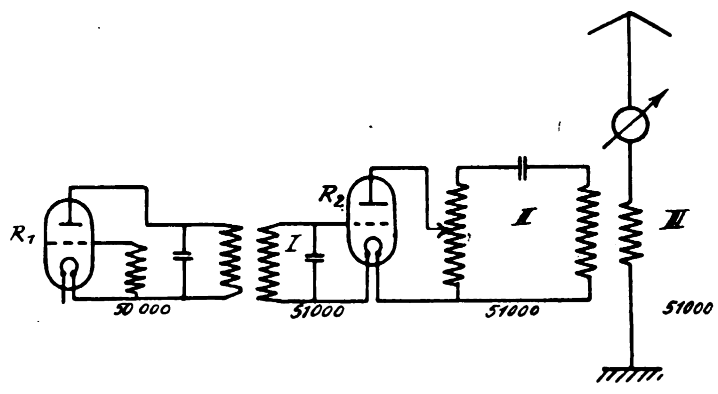


Fig. 5.

oder 49 000 stark zur Aussendung gelangen, damit auf der Empfangsseite nach Überlagerung mit der Frequenz 50 000 der zu übermittelnde Ton 1000 empfangen werden kann. Dadurch nun, daß die Kreise I, II, III auf die Frequenz 51 000 abgestimmt sind, wird nach der Erfindung erreicht, daß die Frequenz 51 000 durch Selektion stark bevorzugt ist, die Trägerfrequenz von 50 000 dagegen unterdrückt ist.

D.R.P. 396 928. Einrichtung für drahtlose Telephonie. Dr. Sigmund Loewe in Berlin. Patentiert vom 20. Januar 1921 ab. Ausgegeben am 26. Juni 1924.

Zum Sprechen wird eine elektrostatische Einrichtung 14 (Fig. 6) vorzugsweise in Parallelschaltung zu Gitter und Anode der Vakuumröhre benutzt, wodurch eine Rückkopplungsänderung und hiermit eine wirksame Steuerung der Sendeschwingungen erfolgt. Zum Abhören wird ein in den Anodenkreis geschaltetes elektrodynamisches Telephon 9 verwendet, wobei Umschalter vorgesehen sind, durch welche die jeweils beim Sprechen oder Hören nicht benutzte elektrostatische oder elektrodynamische Einrichtung durch einen Wechselschalter außer Wirksamkeit gesetzt wird.

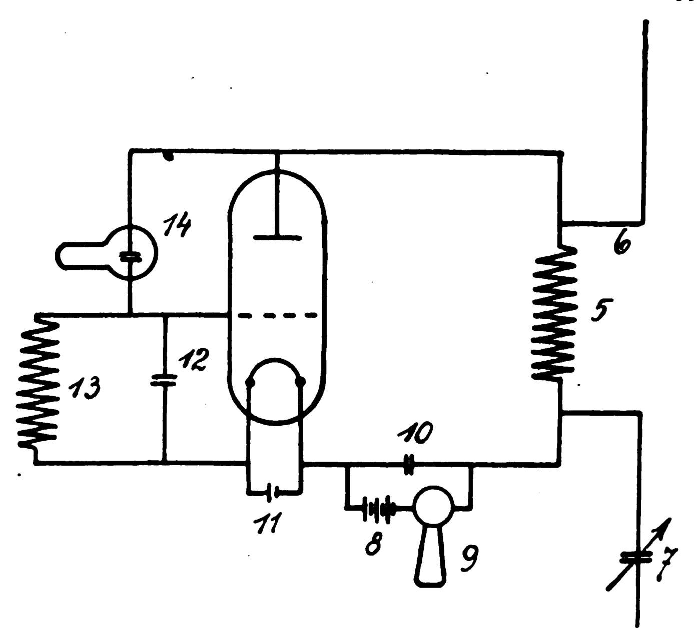


Fig. 6.

Band 24 **Heft 2**

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an Dr. Eugen Nesper, Berlin-Friedenau, Trägerstr. 2[I], zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W. 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Über Kapazitäten in Elektronenröhren.

Von **E. Schrader.**

Während die Verstärkung schwacher Wechselströme von Tonfrequenz durch den Niederfrequenzverstärker theoretisch vollständig gelöst und praktisch bis zu jedem erwünschten Verstärkungsgrade gelungen ist, haben sich bei der Verstärkung von Hochfrequenzschwingungen Schwierigkeiten ergeben, deren Ursachen von Schottky[1]), Barkhausen[2]) und Möller[3]) theoretisch aufgeklärt worden sind.

Die Schwierigkeiten beim Hochfrequenzverstärker liegen hauptsächlich in der Unmöglichkeit, kleine kapazitive Nebenschlüsse in der Verstärkerröhre oder in den Zuleitungen zur Röhre zu vermeiden. Es mußte daher von Interesse sein, die Röhrenkapazitäten in bezug auf ihre Lage und Größe und in ihrer Abhängigkeit von den Betriebsbedingungen quantitativ zu untersuchen und ihren Einfluß auf die Hochfrequenzverstärkung festzustellen.

Bei der vorliegenden Untersuchung handelt es sich in erster Linie um die Messung der Kapazitäten zwischen Gitter-Anode und Gitter-Kathode einer Verstärkerröhre, resp. um die Veränderung dieser Kapazitäten durch einen Ohmschen Widerstand im Anodenkreise. Zugleich ergab sich die Möglichkeit, den Einfluß der Raumladung auf die Kapazitäten im Innern der Röhre zu prüfen und mit der vorliegenden Theorie zu vergleichen. Anschließend an diese Untersuchungen sollten ursprünglich aus den gemessenen Kapazitäten nach der vorliegenden Theorie die Verstärkungsgrade eines Hochfrequenzverstärkers berechnet und die Rechnungen durch das Experiment bestätigt werden.

Derartige Messungen sind in der Zwischenzeit von Bley[4]) veröffentlicht worden, so daß hier von einer Wiederholung solcher Messungen abgesehen werden konnte. Auf die, in der vorliegenden Arbeit im Vordergrunde stehende Frage nach der Veränderlichkeit der in Frage kommenden Kapazitäten mit dem äußeren Widerstand, ist Bley in seiner Arbeit nicht eingegangen, so daß sie nach dieser Seite einer Ergänzung bedarf, um so mehr als die folgenden Untersuchungen hinsichtlich der Verteilung der Kapazitäten in der Röhre zu Ergebnissen geführt haben, die von den bisherigen Annahmen abweichen, und in bezug auf die Röhrenkonstruktion vielleicht Beachtung verdienen.

Untersuchungen über die Röhrenkapazitäten in Abhängigkeit von der äußeren Belastung sind schon im Jahre 1919 von Miller[5]) angestellt. Die Messungen sind, wie angegeben wird, mit einer sehr feinen Kapazitätsmeßbrücke, also wohl mit Niederfrequenz vorgenommen. Dadurch würden sich die Abweichungen von den hier vorliegenden Resultaten und ihre Übereinstimmung mit den Formeln von H. G. Möller erklären.

Berechnung der scheinbaren Röhrenkapazität aus den Röhrendaten nach H. G. Möller.

Der Verstärkungsgrad eines Hochfrequenzverstärkers ist durch das Verhältnis der Wechselspannungsamplitude am Gitter der ersten Röhre $\mathfrak{E}_{g_1}$ zu der am Gitter der zweiten Röhre $\mathfrak{E}_{g_2}$ bestimmt. Dieses Verhältnis läßt sich nach H. G. Möller[3]) durch die Konstanten der Röhre in folgender Weise ausdrücken:

$$\frac{\mathfrak{E}_{g_2}}{\mathfrak{E}_{g_1}} = \frac{1}{D} \cdot \frac{1}{1 + \frac{Ri}{\mathfrak{R}}}$$

[1]) W. Schottky: „Über Hochvakuumverstärker". Arch. f. Elektrot. Bd. VIII, p. 1—31 u. p. 299—328. 19.

[2]) H. Barkhausen: „Die Vakuumröhre und ihre technischen Anwendungen". Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. Bd. XIV, p. 27 u. Bd. XVI, p. 82.

[3]) H. G. Möller: „Die Elektronenröhren und ihre technischen Anwendungen. Vieweg & Sohn, Braunschweig. 1920.

[4]) A. Bley: „Experimentelle Untersuchungen an Hochfrequenzverstärkerröhren". Arch. f. Elektrot. Bd. XII, p. 124, 1923.

[5]) J. M. Miller: „Dependence of the imput impedence of the three. electrode-vacuum-tube upon the load in the plate circuit". Scient. Paper. o. the Bur of Stand. No. 351, p. 367, 1919.

wobei in bekannter Weise D den Durchgriff R_i den inneren Widerstand der Röhre und $\mathfrak{R}$ den Widerstand im Anodenkreis der ersten Röhre bedeutet.

Das Übersetzungsverhältnis nähert sich also dem größten Werte $\frac{1}{D}$ um so mehr, je größer $\mathfrak{R}$ gegenüber R_i gemacht werden kann. Einer solchen wünschenswerten Vergrößerung von $\mathfrak{R}$ wirkt nun aber der Umstand entgegen, daß man in $\mathfrak{R}$ einen Kombinationswiderstand vor sich hat, der aus einem rein Ohmschen Widerstand — dem sogenannten Überbrückungswiderstand — dem Scheinwiderstand der Drossel und der zu diesen Widerständen parallel liegenden Kapazität

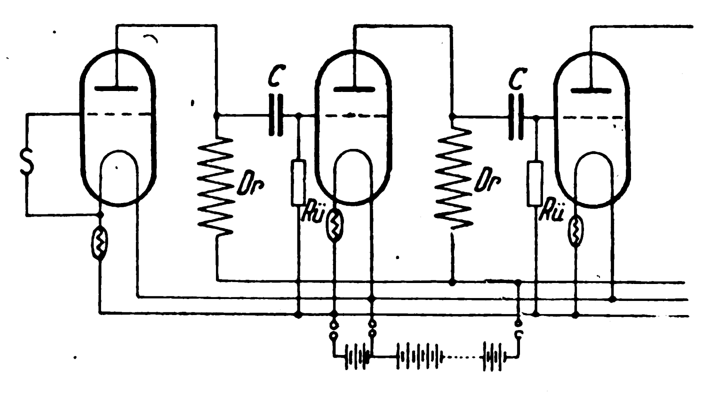


Fig. 1.

der zweiten Röhre besteht (s. Fig. 1). Diese, auf den Verstärkungsgrad der Röhre einwirkende, Kapazität zwischen Gitter-Anode resp. zwischen Gitter-Kathode darf aber nicht einfach gleich der statischen Kapazität gesetzt werden, sondern läßt sich nach Möller durch den Ausdruck

$$C_{sch} = C_{gk} + C_{g\ddot{a}}\, C_{ak} \cdot \frac{1}{D\left(1 + \frac{R_i}{\mathfrak{R}_a}\right)}$$

darstellen. Nur für den Fall, daß $\mathfrak{R}_a << R_i$ wird also C_{sch} gleich der statischen Kapazität $C_{gk} + C_{ga}$. In allen anderen Fällen muß eine Abhängigkeit der scheinbaren Röhrenkapazität vom Widerstand im Anodenkreise stattfinden. Diese Abhängigkeit sollte zunächst experimentell geprüft werden.

Die Apparatur.

Art der Messung.

Um die voraussichtlich sehr kleinen Änderungen der an sich schon kleinen Röhrenkapazität in Abhängigkeit von dem äußeren Widerstand im Anodenkreise zu messen, war

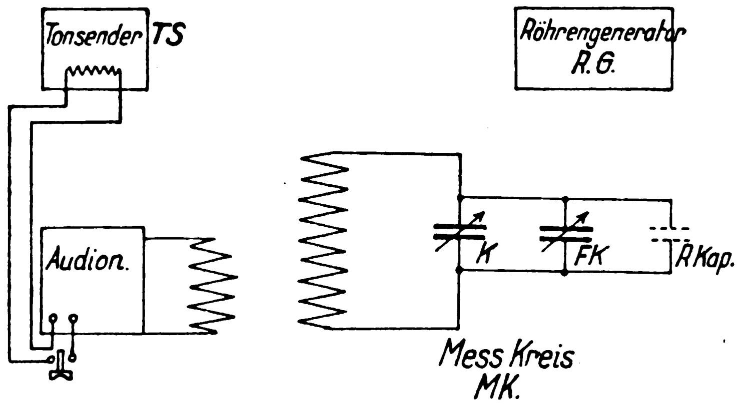


Fig. 2.

eine sehr empfindliche Meßanordnung erforderlich. Hierfür hat sich folgende doppelte Interferenzmethode als zweckmäßig erwiesen (s. Fig. 2). Ein Röhrengenerator $RG.$ wird als Sender benutzt und darauf ein Schwingaudion $SA.$ so abgestimmt, daß im Telephon ein Interferenzton von bestimmter Frequenz hörbar wird. Auf diesen Ton wird nun seinerseits ein Tonsender TS eingestellt, der das gleiche Telephon erregt, das zum Abstimmen des Audions dient. Die Erregung des Telephons durch den Tonsender geschah dabei durch magnetische Kopplung. In den Telephonkreis war eine Induktionsspule eingeschaltet, die auf einen geschlossenen Eisenkern gewickelt war, der seinerseits mit dem Eisenkern des Schwingungskreises im Tonsender mehr oder weniger eng gekoppelt werden konnte. Es wurde dadurch erreicht, daß man die Lautstärke der Töne, die vom Audion und vom Tonsender erzeugt wurden, gegeneinander abgleichen konnte, ein für die Meßgenauigkeit sehr wichtiger Umstand.

Koppelt man nun mit dem Röhrengenerator oder mit dem Audion einen Schwingungskreis, der im folgenden als Meßkreis MK bezeichnet werden soll, so wird dieser, falls seine Eigenfrequenz sich der Audionfrequenz hinreichend nähert, das Schwingaudion oder den Röhrengenerator verstimmen. Hatte man vorher Audion und Tonsender bis zum Verschwinden langsamer Schwebungen aufeinander abgestimmt, so werden jetzt diese Schwebungen wieder auftreten. Diese Erscheinung, das sogenannte „Ziehen" ist seit längerer Zeit bekannt und zuerst von H. G. Möller theoretisch und praktisch näher untersucht worden[3]) [6]), desgleichen in Arbeiten von Harms, Heegner, Pauli und Rogowsky[7]). Hier konnte die Erscheinung dazu benutzt werden, außerordentlich kleine Änderungen in der Frequenz des Meßkreises wahrnehmbar zu machen. Die hohe Meßgenauigkeit ist dem Umstande zu danken, daß, wie aus den angeführten Arbeiten hervorgeht, die Frequenzen des Audions und damit auch die im Telephon

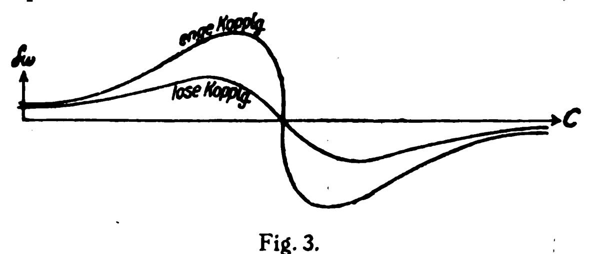


Fig. 3.

hörbaren Töne sich in der Weise ändern, wie es die Fig. 3 angibt. Hier sind abweichend von den genannten Arbeiten als Abszissen die Kondensatorgrade des Meßkreises und als Ordinaten die Frequenzen des Interferenztones zwischen Audion und Röhrengenerator aufgetragen. Für lose Kopplungen ist die Tonänderung wie man sieht nur gering, je enger man aber die Kopplung macht, auf ein um so kleineres Stück des Kondensators im Meßkreis drängt sich die starke Tonänderung zusammen. Macht man die Kopplung zu eng, so setzt der Ton in einem größeren Intervall ganz aus. Durch vorsichtige Änderung der Kopplung kann man aber bis nahe

---

[6]) H. G. Möller: „Zur Theorie des Ziehens". Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. Bd. XVI, p. 402, 1920.

[7]) F. Harms: „Zur Theorie gekoppelter Schwingungskreise mit Selbsterregung". Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. Bd. XV, p. 442, 1920.

a) K Heegner: „Über den Zwischenkreisröhrensender". Arch. f. Elektrot. Bd. IX, p. 127, 1921.

b) H. Pauli: „Zur Theorie der Messungen mittels ungedämpfter elektrischer Schwingungen an zwei magnetisch gekoppelten Kreisen". Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. Bd. XVII, p. 322, 1921.

c) „Bemerkungen zur Theorie des Ziehens". Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. Bd. XVIII, p. 58, 1921.

d) W. Rogowsky: „Die Dämpfung zweier induktiv gekoppelter Schwingungskreise". Arch. f. Elektrot. Bd. IX, p. 427, 1921.

an diesen Punkt herankommen. Eine Änderung der Kapazität des Meßkreises um $^1/_{10}$ cm hat dann schon eine deutlich wahrnehmbare Tonänderung zur Folge. Der Meßkreis wurde daher so gestaltet (s. Fig. 2), daß die zu messenden Röhrenkapazitäten *RK* parallel zum Kondensator *K* des Schwingungskreises gelegt wurden, zugleich mit einem ebenfalls parallel liegenden Feinkondensator *FK*, der aus einem Paar feststehender und einem dazwischen drehbaren Halbkreise aus Magnalium bestand.

Die Messung selbst wurde so vorgenommen, daß zunächst durch Abstimmen des Audions auf den Röhrengenerator durch Interferenz der Hochfrequenzschwingungen ein Schwebungston eingestellt wurde. Auf diesen Ton wurde dann der Tonsender so abgestimmt, daß die nun auftretenden Schwebungen der niederfrequenten Schwingungen verschwanden. Jetzt wurde der Meßkreis so abgestimmt und zugleich so mit dem Audion gekoppelt, daß die Tonänderung, die durch das Ankoppeln eintrat, auf einen möglichst kleinen Bereich des Kondensators beschränkt blieb (s. Fig. 3). Durch den Feinkondensator kann man dann die Schwebungen mit dem Tonsender wieder zum Verschwinden bringen. Es mag erwähnt werden, daß es bei vorsichtigem Arbeiten gelang, die Schwebungen bis auf eine pro Sekunde herunterzudrücken, und diese Einstellung während längerer Zeit aufrecht zu erhalten. Der Einfluß der Hände und des Körpers mußte bei so empfindlicher Einstellung natürlich ausgeschaltet werden. Der Feinkondensator wurde daher durch Fäden bedient und die Ablesung geschah mittels eines Fernrohres.

Ist die Apparatur so eingestellt, so wird die zu messende Kapazität eingeschaltet oder verändert, z. B. durch Einschalten eines äußeren Widerstandes in den Anodenkreis der Röhre. Die dadurch erfolgende Tonänderung wird dann durch Drehen des Feinkondensators wieder aufgehoben. Die Ablesungen am Feinkondensator ergeben so direkt die zu messende Kapazität.

Herstellung kleiner Schwingungsamplituden.

Die Messung kleiner Kapazitäten ist bereits zu verschiedenen Zwecken ausgeführt worden.[8]) Alle diese Methoden waren aber bei der Eigenart der hier vorliegenden Kapazität zwischen Gitter und Kathode einer Elektronenröhre nicht zu verwenden, da es wesentlich darauf ankam, die Amplituden der an der Kapazität auftretenden Wechselspannungen möglichst klein zu halten, um an einem wohl definierten Punkte der Charakteristik der Röhre zu bleiben. Das war nötig, da der innere Widerstand der Röhre, der in unsere Formel eingeht, wie sich zeigen wird, stark vom Anodenstrom abhängt. Versucht man nun eine solche Verkleinerung der Amplituden dadurch zu erreichen, daß man die Kopplung des Meßkreises lockert, so wird die Tonkurve dadurch so verflacht, daß man eine wesentliche Herabsetzung der Meßgenauigkeit in Kauf nehmen müßte. Es war daher nötig, die Wechselspannungsamplitude im Audion selbst möglichst herunterzusetzen (von einer Kopplung des Meßkreises mit dem Röhrengenerator wurde aus diesem Grunde von vornherein abgesehen). Am nächsten liegt es, solche Herabsetzung der Amplituden durch Verringerung der Heizung zu erreichen. Wie Fig. 4 zeigt, führt das aber

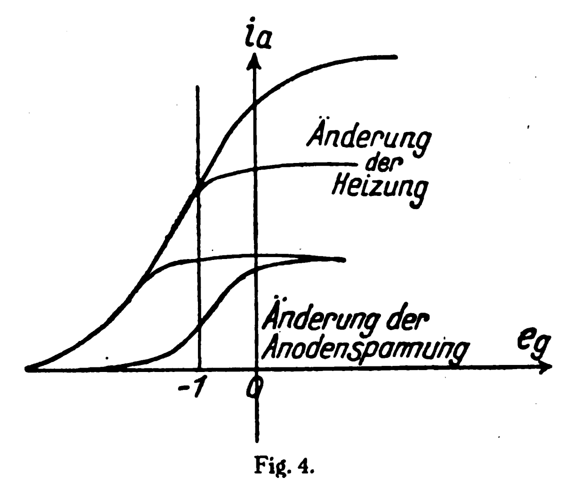


Fig. 4.

bald dazu, daß der Schwingungsmittelpunkt in das Gebiet der Sättigung fällt. Um mit dem Arbeitspunkt wieder auf den steilen Teil der Charakteristik zu gelangen, mußte man also zu gleicher Zeit die Anodenspannung herabsetzen, die dann eine geeignete Verschiebung der Charakteristik nach rechts hervorbringt. Tut man dies beides, so liegt aber andererseits die Gefahr vor, daß bei der normalen Rückkopplung das Audion nicht mehr anschwingt und so mußte schließlich auch noch die Rückkopplung extrem fest gezogen werden. Mittels dieser Maßnahmen gelang es gut, so kleine Amplituden zu erzeugen, daß beim Durchgang durch die Resonanz im Meßkreis der Anodenstrom der Meßröhre keine Schwankungen zeigte, der innere Widerstand also aus dem Anodenstrom errechnet werden konnte. Diese Methode zur Erzielung konstanter Wechselspannungen von kleiner Amplitude dürfte sich auch sonst zu Meßzwecken in mannigfacher Weise verwenden lassen.

Bei den Messungen war es durchaus notwendig, die Wellenlängen und den Ton des Tonsenders während längerer Zeit konstant zu halten. Besonders schwer war dies für den Tonsender zu erreichen. Es gelang erst, als durch die Firma H. C. F. Müller-Hamburg eine kleine Verstärkerröhre zur Verfügung gestellt wurde. Mit dieser Röhre konnte dann allerdings der Ton während etwa einer halben Stunde so konstant gehalten werden, daß sehr langsame Schwebungen bestehen blieben.

Einzelheiten der Schaltung des Meßkreises.

Als Widerstand im Anodenkreis der zu messenden Röhre wurde ein Bleistiftstrich auf isolierendem Material verwendet. Auf dem Graphitstrich waren kleine Hartgummiringe aufgeklebt, die mit Quecksilber gefüllt wurden und einen vorzüglichen Kontakt ergaben. Wenn man den Hartgummiring verschiebbar macht, kann man auf solche Weise einen guten, veränderlichen, hohen Widerstand erhalten, der zu vielen Zwecken sehr erwünscht ist.

Die ersten Messungen mit nur einer Verstärkerröhre ergaben so kleine Kapazitätsänderungen, daß es vorteilhaft erschien, vier Röhren von gleichem Typus parallel zu schalten. Dabei wurde besonderer Wert darauf gelegt, die Kapazitäten der Zuleitungen so gering wie möglich zu machen und deshalb von der Verwendung von Röhrensockeln ganz abgesehen. Als Röhren wurden normale Telefunken-Verstärkerröhren benutzt. Die Einzelheiten der Schaltung

---

[8]) L. Pungs und G. Preuner: „Verfahren zur Messung sehr kleiner Kapazitäten und Induktivitäten". Phys. Ztschr. Bd. XX, p. 551, 1919.

a) W. Hammer: „Die Messung kleiner Kapazitäts- und Selbstinduktionsänderungen mittels ungedämpfter Schwingungen". Ber. d. naturf. Ges. Freiburg B. 22, p. 2, 1920.

b) J. Herweg: „Die Messung sehr kleiner Kapazitätsänderungen mittels ungedämpfter Schwingungen". Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. Bd. XXI, p. 572, 1919.

c) G. Falkenberg: „Eine Differentialschaltung zur Messung von Kapazitäten- und Selbstinduktionen mit einer Empfindlichkeit von $2 \cdot 10^{-8}$. Ann. d. Phys. (4). Bd. LXI, p. 167, 1920.

des Meßkreises gehen aus Fig. 5 hervor. Der Widerstand $\mathfrak{R}$ im Anodenkreis kann durch eine Taste kurzgeschlossen werden. Außerdem war noch eine nicht gezeichnete Taste

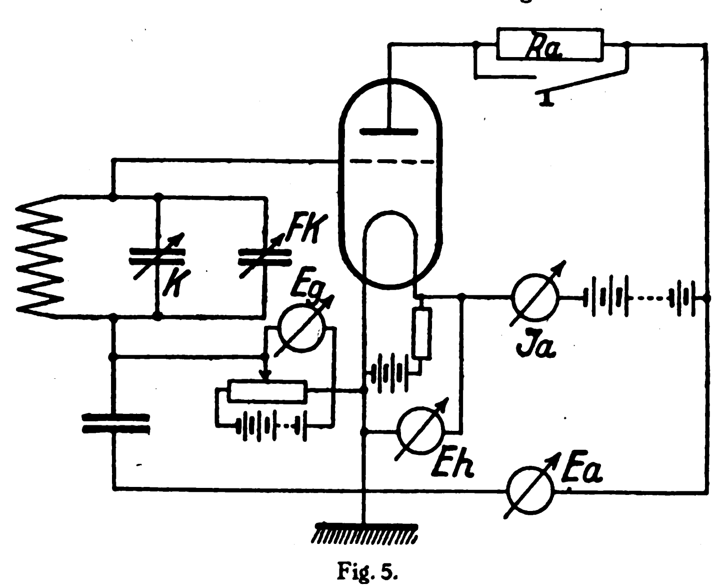


Fig. 5.

angebracht, um den Meßkreis zu öffnen, damit jederzeit die Einstellung von Audion und Röhrengeneratorton und Ton des Tonsenders geprüft werden konnte. Die Heizspannung

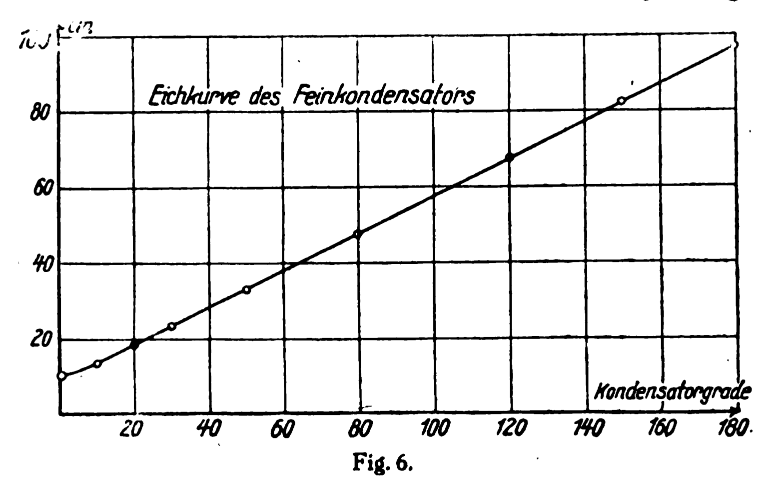


Fig. 6.

der Röhre wurde dauernd durch ein Voltmeter kontrolliert. Als Anodenstromamperemeter diente ein Präzisionsvoltmeter bis 4,5 MA. Am Gitter lag, gleichfalls durch ein Voltmeter dauernd geprüft, eine negative Vorspannung von —1 Volt. Die eingezeichneten Erdkapazitäten wurden erst später eingefügt, ebenso wurde die ganze Anordnung später, nachdem schlechte Erfahrungen mit Kapazitäten gegen Erde vorlagen, bei den Kontrollmessungen auf eine gemeinsame Blechtafel gestellt.

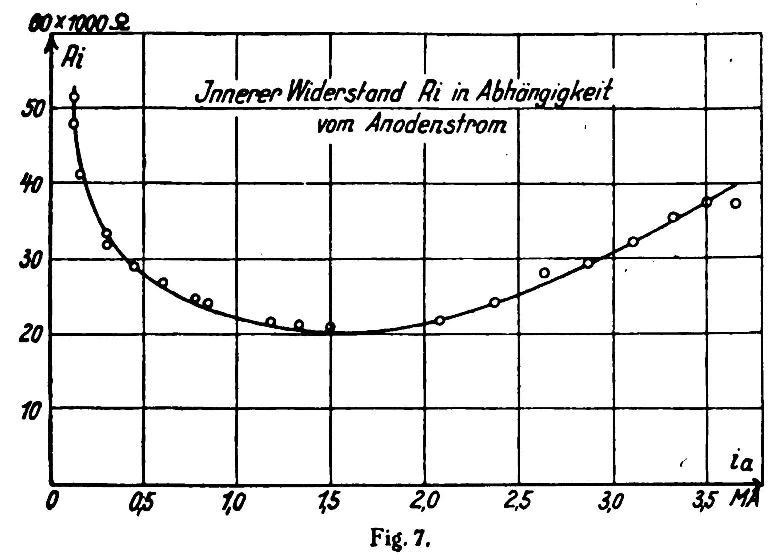


Fig. 7.

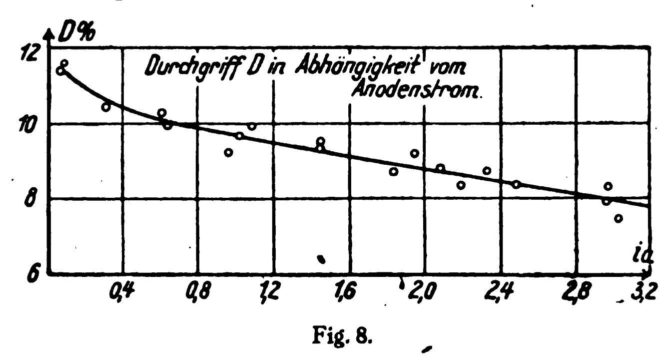


Fig. 8.

Die Eichung des benutzten Feinkondensators, die Bestimmung des inneren Widerstandes der Röhren und ihres Durchgriffs in Abhängigkeit vom Anodenstrom wurden nach bekannten Methoden ausgeführt. Alle Messungen wurden bei konstanter Heizstromstärke ausgeführt (s. Fig. 6, 7, 8).

Die Messungen.

Die Abweichungen von der Theorie.

Die eigentlichen Messungen wurden in der oben näher bezeichneten Art angestellt. Nach Abstimmung der vier Kreise, Röhrengenerator, Audion, Tonsender und Meßkreis wurde in den Anodenkreis der zu untersuchenden Röhre durch Öffnen der Taste T (s. Fig. 5) ein Widerstand R_a eingeschaltet. Die Änderung der Röhrenkapazität wurde dann

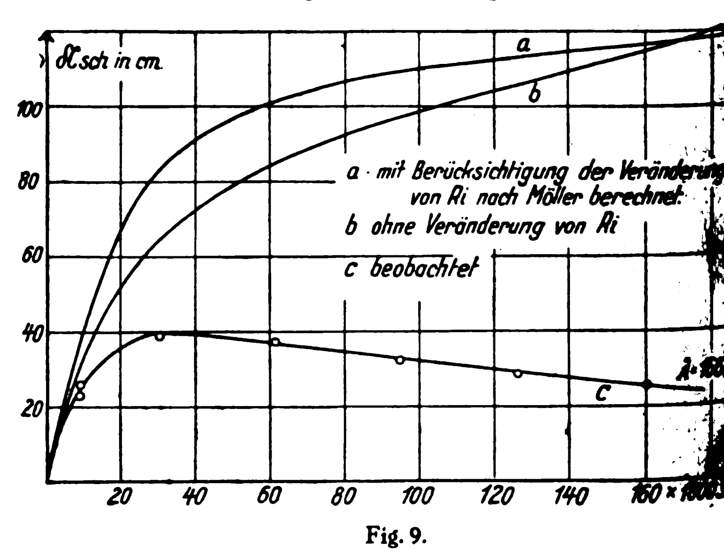


Fig. 9.

durch den Feinkondensator wieder kompensiert. Auf diese Weise ist die Kurve Fig. 9c entstanden. Die gleichfalls eingezeichnete Kurve b ist nach der Formel von Möller berechnet.

Versuche, die Abweichungen zu erklären.

Innerer Röhrenwiderstand.

Die auffallendste Abweichung liegt offenbar in dem Absinken der gemessenen Kurven bei zunehmendem Widerstande. Dieser Umstand gab zunächst Veranlassung dazu, dem inneren Widerstand der Röhre mehr Beachtung zu schenken, denn es war immerhin möglich, daß er sich stärker änderte als R_a und dadurch das Absinken veranlaßte. Es

war also nötig, zu jedem äußeren Widerstand R_a den zugehörigen inneren Widerstand R_i zu ermitteln. Das gelingt auf folgende Weise. In dem ea-ia-Diagramm der 4 Röhren

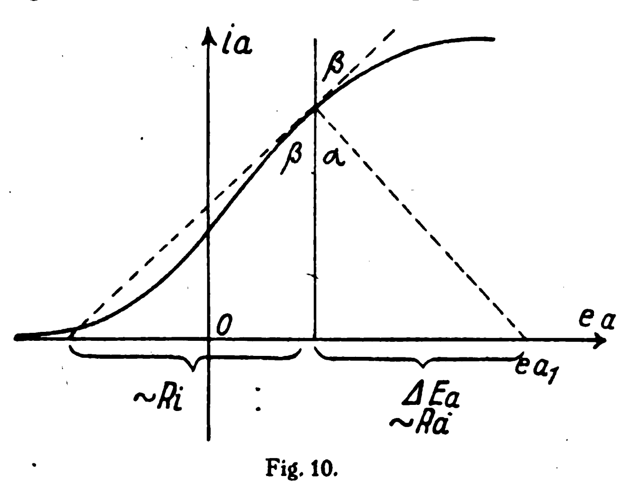


Fig. 10.

(s. Fig. 10) werden durch den Punkt der Abszissenachse, welcher der angelegten Anodenspannung entspricht, eine Reihe von Geraden gezogen, die den äußeren Widerstand durch

$$tg\ a = \frac{\text{Anodenspannungsabfall}}{I_a} \text{ darstellen.}$$

Wo diese Geraden die Kennlinie schneiden, werden Tangenten an die Kennlinie gelegt. $tg\ a = \frac{\delta_{ea}}{\delta_{ia}}$ gibt dann den zugehörigen inneren Widerstand an. Zugleich findet man leicht das Verhältnis von R_a/R_i durch die Abschnitte auf der Abszissenachse, welche den Widerständen proportional sind. Aus dieser Überlegung geht hervor, daß bei zunehmenden äußerem Widerstande (a wird größer), R_a stets größer als R_i bleiben muß. Der Ausdruck $\frac{1}{D\left(1+\frac{Ri}{Ra}\right)}$ muß also mit zunehmendem R_a ständig wachsen und kann sich höchstens dem Grenzwert $\frac{1}{2D}$ annähern. Die Möllerschen Kurven konnten daher durch Berücksichtigung von Ri nur etwas heruntergedrückt werden. Tatsächlich wurde die Zuordnung der R_i zu den entsprechenden R_a nicht nach dieser Überlegung vorgenommen. Es erschien einfacher und

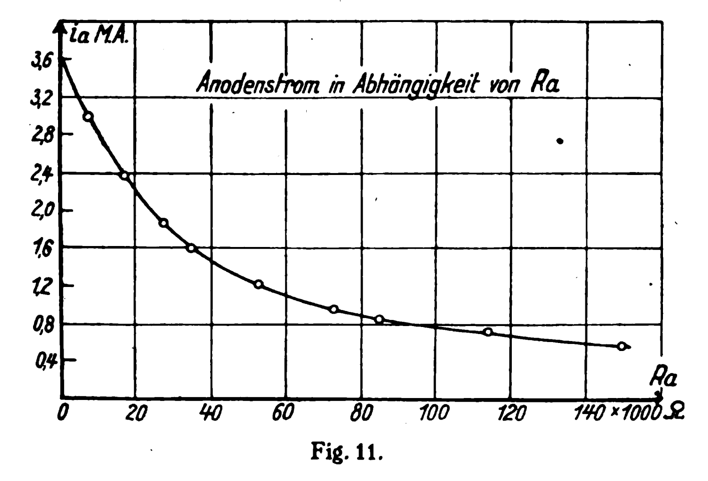


Fig. 11.

genauer eine Kurve aufzunehmen, aus der für jedes R_a der Anodenstrom entnommen werden konnte (s. Fig. 11), und dann für diesen Wert von ia aus Fig. 7 den zugehörigen Wert von R_i zu entnehmen. Neu angestellte Messungen bei anderen Wellenlängen zeigten eine deutliche Abhängigkeit der scheinbaren Röhrenkapazität von der Wellenlänge, die aus den Möllerschen Formeln nicht zu ersehen war (s. Fig. 12).

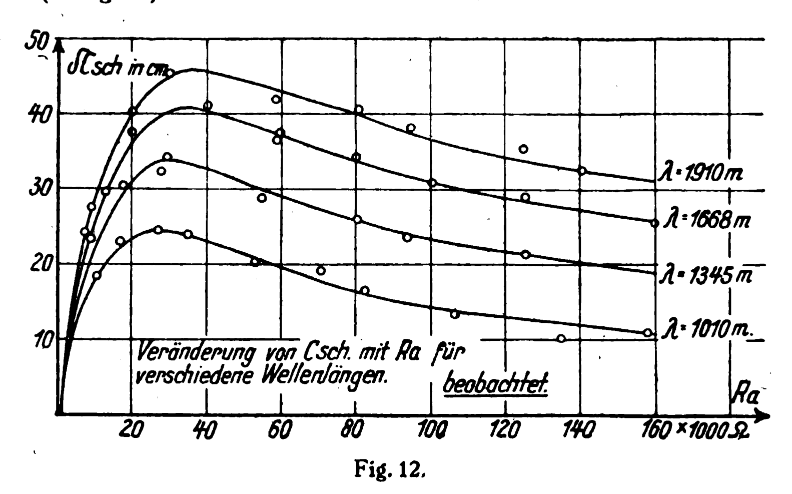


Fig. 12.

Raumladung.

Eine Möglichkeit, zunächst das Absinken der Kurven zu erklären, schien vielleicht in einer Berücksichtigung der Änderung der Röhrenkapazität durch die gleichzeitige Änderung der Verteilung der Raumladungswolke zu liegen. Wenn dieser Einfluß beträchtlich war, mußte er stark in Erscheinung treten, wenn man bei konstanter Gitter- und Anodenspannung die Heizung stark veränderte, etwa ausschaltete, und dadurch die Raumladungswolke zum Verschwinden brachte. Um von Einwirkungen des äußeren Widerstandes bei diesen Messungen frei zu sein, wurde er kurz geschlossen. Solche Messungen, die gleichzeitig dazu dienen konnten die bisher bekannte Theorie über Raumladungen in einer ihrer Konsequenzen zu bestätigen, wurden angestellt und ergaben das in der Tabelle 13 zusammengestellte Resultat. Dieses Resultat, das zugleich dartut, daß der Einfluß der Raumladung nicht ausreicht, um die Abweichungen von der Formel zu erklären, läßt sich auch aus der Theorie der Raumladung ableiten, wie sie besonders von Schottky[9]) und Langmuir[10]) entwickelt ist. Berechnet man zunächst die Kapazität zwischen Gitter und Kathode bei kalter Kathode, indem man näherungsweise das Gitter als Vollzylinder betrachtet, so ergibt sich folgendes: Der Potentialverlauf zwischen dem Glühdraht und dem Gitter der Röhre wird dargestellt durch

$$\Phi = K \cdot ln\ r.$$

Es seien bezeichnet:

Halbmesser	des	Gitterzylinders	mit	rg
„	„	Glühdrahtes	„	rk
Oberfläche	„	Gitterzylinders	„	F
Länge	„	„	„	l

Für die Spannung E zwischen Gitter und Kathode folgt aus dem Potentialverlauf

$$E = K \cdot ln\ rg - K \cdot ln\ rk = K \cdot ln \frac{rg}{rk}.$$

und das Feld am Gitter wird

$$\mathfrak{E} = \frac{\delta\,\Phi}{\delta\,r} = \frac{K}{rg}.$$

[9]) W. Schottky: „Die Wirkung der Raumladung auf Thermionenströme im hohen Vakuum". Phys. Ztschr. Bd. XV, p. 526 u. Ber. d. Dtsch. Phys. Ges., 1914, p. 490.

[10]) J. Langmuir: „Thermionenströme im hohen Vakuum I und II". Phys. Ztschr. Bd. XV, 1914, p. 348 und 516.

Die Ladung auf dem Gitter wird dann

$$Q = \frac{\mathfrak{E}}{4\pi} \cdot F \text{ oder } Q = \frac{K}{4\pi \cdot rg} \cdot 2\pi \cdot rg \cdot l.$$

Demnach ist die Kapazität C

$$C = \frac{Q}{E} = \frac{l \cdot rg}{2\,rg} \cdot \frac{1}{ln \frac{rg}{rk}} = \frac{l}{2\,ln \frac{rg}{rk}}.$$

Setzt man nun für die einzelnen Größen die ungefähren Abmessungen der Röhre ein: $l = 1{,}5$ cm; $rk = 0{,}05$ mm; $rg = 2$ mm, so ergibt das

$$C = \frac{1{,}5}{2\,ln\,40} = \frac{1{,}5}{2 \cdot 3{,}7} \sim 0{,}2.$$

Bei 4 Röhren also eine Kapazität von ca. 1 cm.

Bei geheizter Kathode hat man für den Potentialverlauf zu setzen $\Phi = K' r^{3/2}$ und die Spannung am Gitter wird $E = K' rg^{3/2}$, das Feld $\mathfrak{E} = K' \frac{3}{2} rg^{1/2}$ daraus folgt die Ladung des Gitters zu $Q = 2\pi \cdot rg \cdot l \cdot \frac{\mathfrak{E}}{4\pi} \cdot$ oder

$$Q = \frac{l \cdot rg}{2} \cdot K' \frac{3}{2} rg^{1/2} = 3/4 \cdot l \cdot E,$$

folglich wird die Kapazität

$$C = \frac{Q}{E} = \frac{3}{4} l.$$

Die Werte eingesetzt ergibt das $C = \frac{1{,}5 \cdot 3}{4}$ ca. 1 cm, bei 4 Röhren ca. 4 cm.

Die Änderung der Kapazität durch Auslöschen des Heizstromes müßte also ca. 3 cm betragen. Nach der Tabelle wurden ungefähr 2 cm gefunden.

Zur Wirkung der Raumladung auf die Röhrenkapazitäten.
Anodenspannung $E_a = 138{,}5$ Volt. 4 Röhren parallel.
Gittervorspannung $E_g = -1$ Volt.

Tabelle 13.

Heizstrom Ampere	Anodenstrom M. A.	Feinkondensator Skt.	cm	Differenz
2,08	3,5	94,0	60,2	1,85
0,88	0	97,6	62,05	} 2,20
2,165	4	93,3	59,85	
2,02	3,2	99,8	63,1	} 1,7
0	0	103,1	64,8	

Einführung einer Kapazität.

Eine andere, bei den Messungen zunächst wenig beachtete Erscheinung führte dagegen zu neuen Ergebnissen. Es zeigte sich nämlich, daß die Einstellschärfe bei eingeschaltetem Widerstand $\mathfrak{R}_a$ wesentlich geringer war als ohne Widerstand. Die Tonkurve Fig. 3 wurde also durch Einschalten des äußeren Widerstandes wesentlich abgeflacht. Eine Erklärung für diese Erscheinung ließ sich aus vielleicht auftretenden Gitterströmen nicht geben, da diese sich nach vorgenommenen Messungen als sehr klein erwiesen und durch den äußeren Widerstand nicht wesentlich beeinflußt wurden. Das Auftreten einer solchen Dämpfung wird aber sofort klar, wenn man für die Röhre Fig. 14 eine Ersatzschaltung nach Art der Fig. 15 einführt. Solange R_a sehr klein ist, kann man die beiden Kapazitäten C_{gk} und C_{ga} als parallel geschaltet ansehen, mit größer werdendem Widerstand wird sich aber eine Dämpfung im Kreise bemerkbar machen. Die vorliegenden Verhältnisse überblickt man am besten an Hand eines Vektordiagramms. Betrachtet man zunächst den einfachen Fall (s. Fig. 15a) — Ohmscher

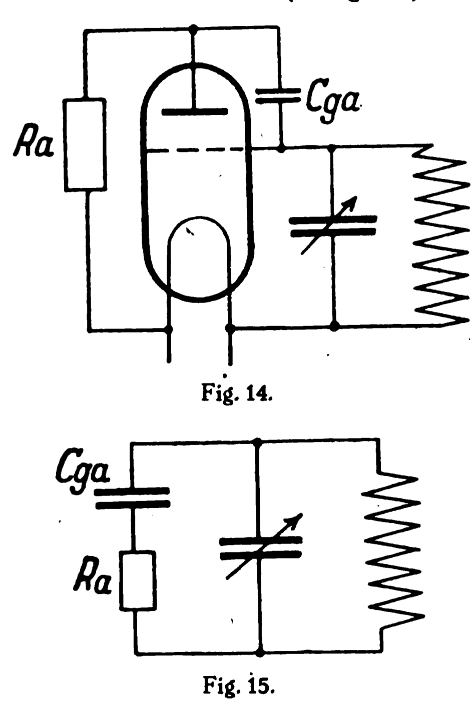


Fig. 14.

Fig. 15.

Widerstand und Kapazität in Serie im Schwingungskreis, so werden die Verhältnisse durch das Diagramm Fig. 15b dargestellt. Ist der Ohmsche Widerstand $R = 0$, so eilt der Strom der Spannung um 90° voraus. Wächst nun R, so ändert sich die Phasenverschiebung zwischen Strom und

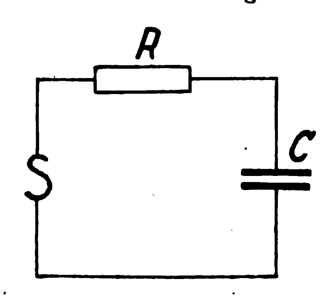


Fig. 15a.

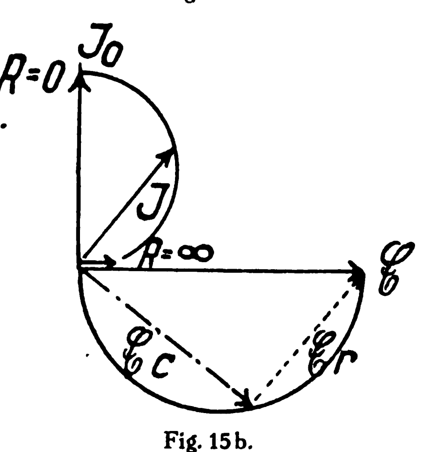


Fig. 15b.

angelegter Spannung, sie wird kleiner. Man hat sich nun die Spannung $\mathfrak{E}$ in zwei Komponenten zerlegt zu denken. $\mathfrak{E}_c$, die Spannung über der Kapazität, und $\mathfrak{E}_R$ die Spannung über dem Ohmschen Widerstand. Diese Komponenten

stehen senkrecht zueinander, da $\mathfrak{E}_R$ in Phase mit dem fließenden Strom ist, $\mathfrak{E}_c$ dem fließenden Strom um 90° voreilt. Der geometrische Ort für die Spitze des Spannungsvektors $\mathfrak{E}_c$ wird also der Halbkreis über $\mathfrak{E}$ sein. Da nun $\mathfrak{J}$ der Spannung $\mathfrak{E}_c$ proportional ist, müssen auch die Strompfeilspitzen auf einem Halbkreis liegen, der $\mathfrak{J}_o$ als Durchmesser hat. Liegt nun noch wie in Fig. 15 eine Kapazität parallel zu C_{ga} und R_a in unserem Falle der Drehkondensator des Meßkreises, so ergibt sich, das in Fig. 15c dar-

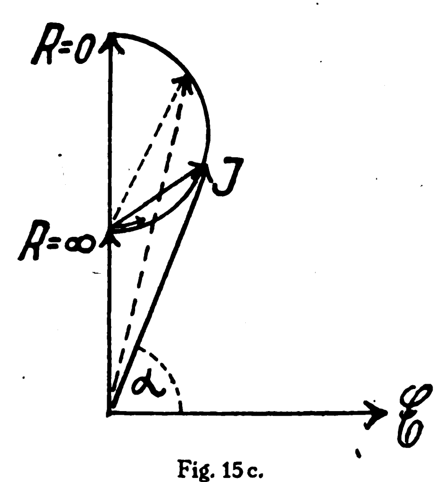


Fig. 15c.

gestellte Diagramm, aus dem hervorgeht, daß bei zunehmendem Widerstand R_a die Phasenverschiebung des Stromes zunächst kleiner, dann aber wieder größer wird. Wegen $\operatorname{tg} a = \frac{1}{\omega C R}$ bedeutet das aber zugleich, daß die Dämpfung des Kreises zunächst zu-, dann aber bei sehr hohen Widerständen R_a wieder abnehmen muß. Diese Erscheinung wurde auch qualitativ beobachtet.

Nimmt man diese Erklärung an, so hat man bei der Ableitung der Formel $\mathfrak{J}_a$ nicht mehr einfach gleich $\frac{\mathfrak{E}_a}{R_a}$ zu setzen, sondern muß den kapazitiven Nebenschluß, der durch C_{ga} hervorgebracht wird, mit berücksichtigen, d. h. man hat zu setzen:

$$\mathfrak{J}_a = \frac{\mathfrak{E}_a}{R_a} + j\,\omega\, C_{ga}\,(\mathfrak{E}_a + \mathfrak{E}_g).$$

Damit kommt zugleich auch die beobachtete Abhängigkeit der scheinbaren Röhrenkapazität von der Wellenlänge in die Formel hinein. Es mag vorweg erwähnt werden, daß auch eine solche Änderung der Formel noch nicht völlig

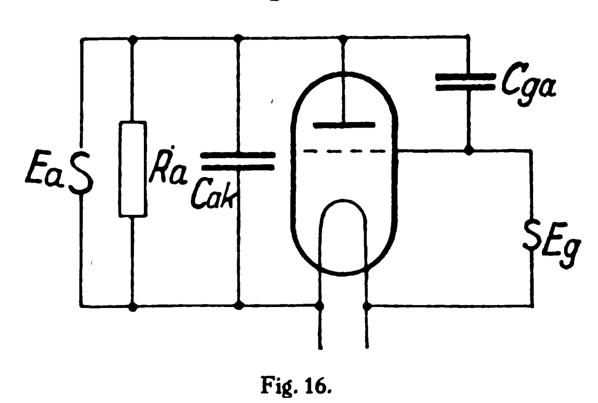


Fig. 16.

zum Ziele führte. Die Kurven zeigten zwar jetzt schon annähernd die Form der beobachteten, aber alle Werte waren durchweg zu groß.

Aufstellung einer Formel.

Um die Kurve noch weiter herunterzudrücken, wurde deshalb noch der kapazitive Nebenschluß berücksichtigt, der durch die Kapazität von Anode gegen Kathode gebildet wird, so daß man schließlich zur Herleitung der Formel nach den Kirchhoffschen Stromverzweigungssätzen zu setzen hatte:

$$\mathfrak{J}_a = \frac{\mathfrak{E}_a}{R_a} + j\,\omega\, C_{ga}\,(\mathfrak{E}_a + \mathfrak{E}_g) + j\,\omega\, C_{ak}\,\mathfrak{E}_a$$

(s. Fig. 16).

Stellen wir die gleichen Überlegungen wie bei der Ableitung der Möllerschen Formel an, so wird

$$C_{sch} = C_{gk} + C_{ga}\left(1 + \frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{E}_g}\right),$$

wobei sich jetzt aber $\frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{E}_g} = V$ in folgender Weise ausrechnen läßt.

Allgemein ist wieder: $\mathfrak{J}_a = S\,(\mathfrak{E}_g - D\,\mathfrak{E}_a)$; $S = \frac{1}{D R_i}$.

Folglich kann man setzen

$$\frac{1}{D R_i}\,\mathfrak{E}_g - \frac{\mathfrak{E}_a}{R_i} = \frac{\mathfrak{E}_a}{R_a} + j\,\omega\, C_{ga}(\mathfrak{E}_a + \mathfrak{E}_g) + j\,\omega\, C_{qk}\,\mathfrak{E}_a,$$

dann wird

$$\frac{1}{D R_i}\,(1 - V \cdot D) = V\left(\frac{1}{R_a} + j\,\omega\, C_{ak}\right) + (V+1)\,j\,\omega\, C_{ga}$$

oder

$$\frac{1}{D R_i} - j\,\omega\, C_{ga} = V\left[\frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_i} + j\,\omega\, C_{ak} + j\,\omega\, C_{ga}\right],$$

demnach

$$V = \frac{\frac{1}{D R_i} - j\,\omega\, C_{ga}}{\frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_i} + j\,\omega(C_{ga} + C_{ak})}$$

der reelle Teil dieses Ausdrucks ist dann

$$V = \frac{\frac{1}{D R_i}\left(\frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_i}\right) - \omega^2\, C_{ga}\,(C_{ga} + C_{ak})}{\left(\frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_i}\right)^2 + \omega^2\,(C_{ga} + C_{ak})^2} = \frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{E}_g}.$$

Setzt man diesen Wert in die Formel für C_{sch} ein, so erhält man

$$C_{sch} = C_{gk} + C_{ga}\left(1 + \frac{\frac{1}{D R_i}\left(\frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_i}\right) - \omega^2 C_{ga}\,(C_{ga} + C_{ak})}{\left(\frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_i}\right)^2 + \omega^2\,(G_{ga} + C_{ak})^2}\right)$$

Nur für den Fall, daß die Stromanteile über die Kapazitäten zu vernachlässigen wären, also für kleine R_a kommt man wieder auf die Möllersche Formel. Auch die Kurven zeigen ja, daß für kleine R_a die Möllersche Formel die beobachteten Kurven angenähert darstellt.

Vergleich der Formel mit den experimentellen Ergebnissen.

Bestimmung der Konstanten der neuen Formel.

Nachdem durch eine solche Formel zunächst einmal die gefundene Abhängigkeit der scheinbaren Röhrenkapazität von der Wellenlänge dargestellt war, mußte sich nunmehr auch eine quantitative Übereinstimmung der experimentellen Resultate mit der Formel ergeben. Um dies zu prüfen, waren die Konstanten der Formel zu bestimmen. Die Größen D, R_a und R_i konnten von den früheren Messungen übernommen werden, dagegen ergab sich nun die Notwendigkeit, neben der Wellenlänge auch die formal eingeführten Kapazitäten C_{ga}, C_{gk} und C_{ak} wirklich zu messen. Die Wellenlänge war verhältnismäßig einfach mit Hilfe eines

gut geeichten Wellenmessers festzustellen. Zur Abstimmung des Wellenmessers auf den Röhrengenerator konnte allerdings wegen der geringen Energie des Senders das Wellenmesserinstrument (Wattmeter) nicht benutzt werden. Der Wellenmesser wurde vielmehr mit dem Röhrengenerator so gekoppelt, daß beim Durchdrehen des Kondensators am Wellenmesser die erwähnte plötzliche Tonänderung im Telephon des Audions hörbar wurde. Die Einstellschärfe, welche auf diese Weise erreicht wurde, überstieg bei weitem die Ablesegenauigkeit am Wellenmesserkondensator.

Bei der Messung der Kapazitäten C_{ga}, C_{gk} und C_{ak} war der Umstand zu berücksichtigen, daß sie in der Röhre in besonderer Weise geschaltet sind (s. Fig. 17). Um die

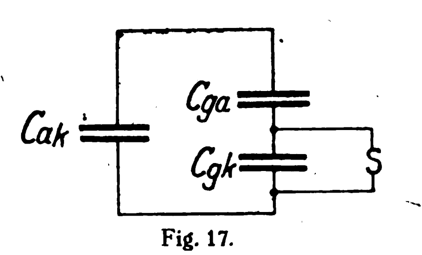


Fig. 17.

wahren Einzelwerte der Kapazitäten zu erhalten, wurde daher bei der Messung folgender Weg eingeschlagen. — Bei der Messung von C_{gk} wurde Anode-Kathode kurz geschlossen. Die Messung ergibt dann den Wert von $C_{gk} + C_{ga}$ da C_{ga} der Kapazität Gitter-Kathode dann parallel liegt. Ebenso ergibt die Messung von C_{ga}, falls man Gitter-Kathode kurzschließt, den Wert von $C_{ga} + C_{ak}$ und schließlich C_{gk} bei Kurzschluß von Gitter-Anode $C_{gk} + C_{ak}$. Aus diesen drei so gemessenen Werten kann man dann die drei in Frage kommenden Kapazitäten leicht errechnen. Die auf diese Weise erhaltenen Werte sind in Tabelle 18 zusammengestellt. Sie verstehen sich für 4 parallel geschaltete Verstärkerröhren. Die Messungen der Kapazitäten sind, ebenso wie die Kontrollmessungen für die Änderung der scheinbaren Röhrenkapazität, an einer völlig neu aufgebauten Apparatur vorgenommen, die gegen unerwünschte Kapazitätsströme durch Aufstellung auf einem großen geerdeten Blech gesichert war. Diese Änderung wurde auf Grund von Erfahrungen vorgenommen, über die in der Arbeit von Möller und Schrader „Über die Herstellung kleiner Wechselspannungen von bekannter Amplitude" [11]) berichtet wurde.

Tabelle 18.

Die Röhrenkapazitäten.

I. Kapazität zwischen Gitter-Kathode und Gitter-Anode. Anode-Kathode kurzgeschlossen.

(Der Schwingungskreis wird am Gitter geöffnet.)

	Feinkondensator Skt.	cm
ohne Kapazität	144	79
mit „	82	48,8
gesuchte Kapazität . .		30,2

II. Kapazität zwischen Gitter-Anode und Anode-Kathode. Gitter-Kathode kurzgeschlossen.

(Der Schwingungskreis wurde an der Anode geöffnet.)

	Feinkondensator Skt.	cm
ohne Kapazität	135	74,8
mit „	35	25,4
gesuchte Kapazität . .		49,4

11) H. G. Möller und E. Schrader: „Über die Herstellung kleiner Wechselspannungen von bekannter Amplitude". Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. Bd. XXII, p. 56, 1923.

III. Kapazität zwischen Anode-Kathode und Gitter-Kathode. Gitter-Anode kurzgeschlossen.

(Der Schwingungskreis wurde an der Anode geöffnet.)

	Feinkondensator Skt.	cm
ohne Kapazität	158	93,2
mit „	40	33,7
gesuchte Kapazität . .		59,5

Hieraus ergeben sich für

C_{ga}	9,95 cm,	für 1 Röhre	2,5 cm
C_{ak}	39 „	„ 1 „	9,75 „
C_{gk}	20 „	„ 1 „	5 „

Bestätigung der neuen Theorie durch die Messungen.

Mittels dieser Kapazitäten gelang es nun, Kurven zu errechnen, welche mit den beobachteten Werten in Übereinstimmung waren, und zwar war die Übereinstimmung innerhalb der Grenzen der Meßfehler jetzt so gut, daß man die neue Theorie durch die Messungen als durchaus bestätigt ansehen kann. In Fig. 19 sind die berechneten

Fig. 19.

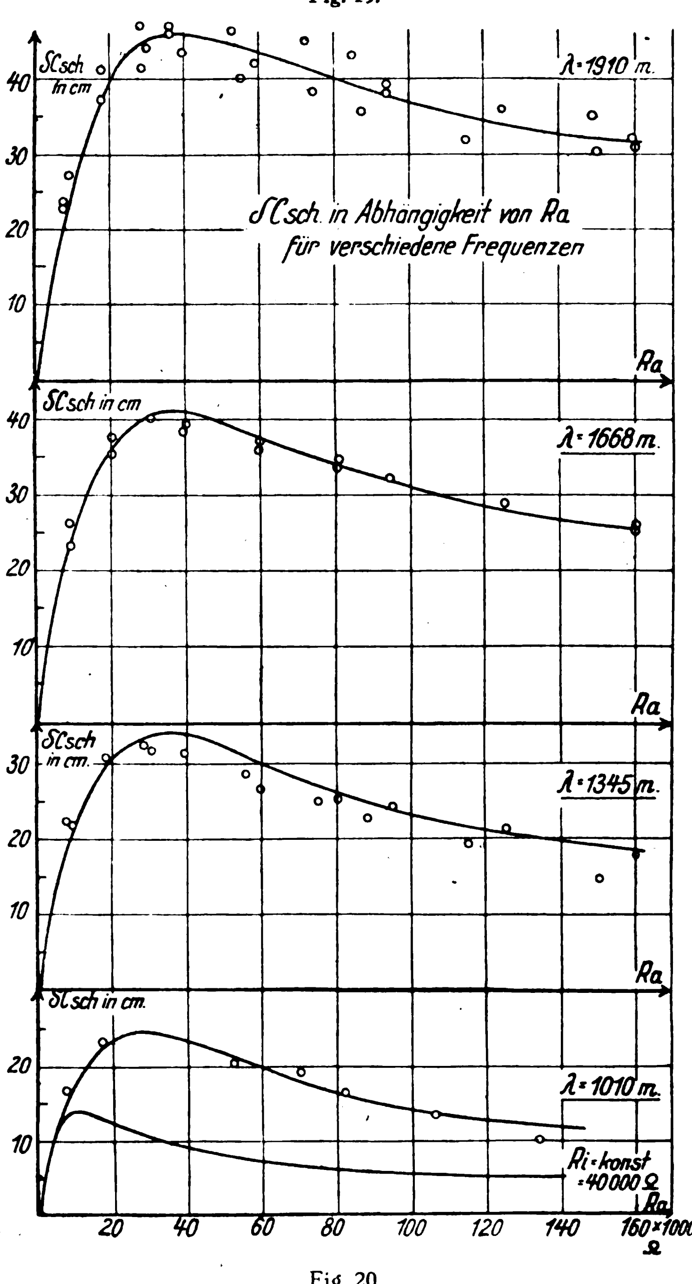


Fig. 20.

Kurven ausgezogen und die gemessenen Werte als kleine Kreise eingetragen.

Die Formel ist hier in der Weise experimentell geprüft worden, daß die Anodenspannung an den Röhren konstant gehalten wurde. Dies erschien zweckmäßiger als durch Vergrößerung der Anodenspannung den inneren Widerstand auf gleichem Wert zu halten, denn die Graphitwiderstände blieben bei den kleineren Stromstärken besser konstant. Allerdings mußte dann, wie oben auseinandergesetzt, für jeden äußeren Widerstand R_a das zugehörige R_i zur Berechnung erst ermittelt werden. Nachdem nun einmal die

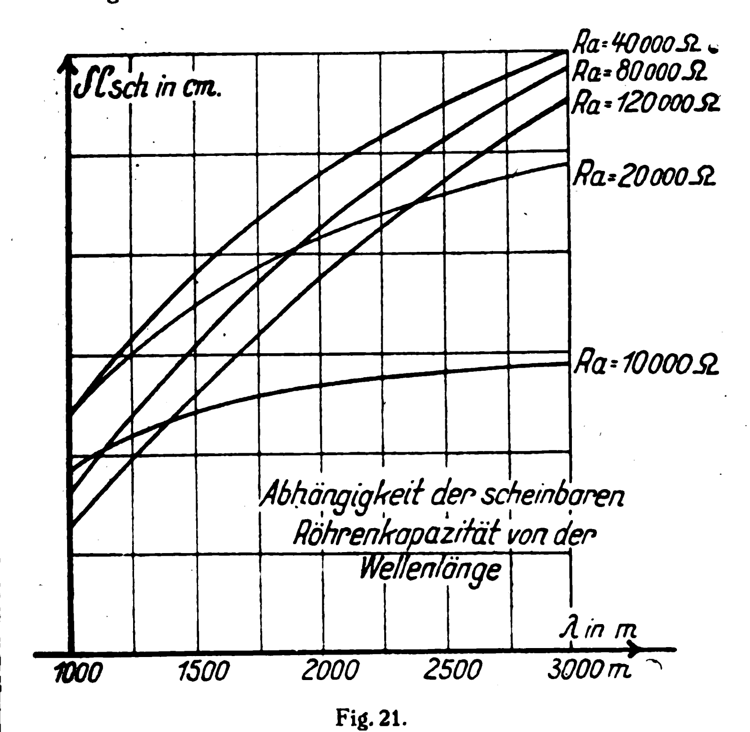


Fig. 21.

Gültigkeit der neuen Formel sich in dieser Anordnung bewiesen hat, ist es leicht auch die übrigen Schnitte durch den Kurvenkörper zu legen. So ist in Fig. 20 die Kurve gezeichnet, wie sie sich für konstanten inneren Widerstand ergibt, während Fig. 21 die Abhängigkeit der scheinbaren Röhrenkapazität von der Wellenlänge bei einigen Werten von R_a und den zugehörigen Werten von R_i zeigt.

II.

Anwendung der in I gewonnenen Resultate auf einen praktischen Fall.

Die im ersten Abschnitt gewonnenen Resultate sollten nun in einem praktischen Fall zur Anwendung gelangen. Bei den gewöhnlichen Röhren mit drei Elektroden schien nach den bisherigen Untersuchungen eine Verbesserung der Wirkung der Röhren im Hochfrequenzverstärker durch Herabsetzung der Röhrenkapazität nicht wohl möglich, es sei denn, daß man die in Frage kommenden Kapazitäten, die hauptsächlich in der Quetschung der Zuleitungsdrähte und im Sockel liegen dürften, durch zweckentsprechende Konstruktion herabsetzt. Mehr Aussicht auf Erfolg schien dagegen die sogenannte Doppelgitterröhre zu bieten. Eine solche Röhre findet bekanntlich in zwei verschiedenen Schaltungsarten Verwendung; a) mit Anodenschutzgitter, b) mit Raumladungsgitter (s. Fig. 22). Die aus der Theorie des Hochfrequenzverstärkers sich ergebende Forderung nach möglichst hohem Widerstand im Anodenkreis wird dann erfüllt, wenn das Steuergitter der Röhre keinen Strom aufnimmt. Dies würde sich bei Röhren in Anodenschutzgitterschaltung prinzipiell in der Art erreichen lassen, daß man in den Kreis des Anodenschutzgitters eine Selbstinduktion schaltet, welche die Wirkung der Kapazität kompensiert (s. Fig. 23). Da aber jede Spule ihrerseits ebenfalls eine Kapazität besitzt, würde ein solcher Weg nicht zu dem gewünschten Ziel führen. Mehr Aussicht auf Erfolg

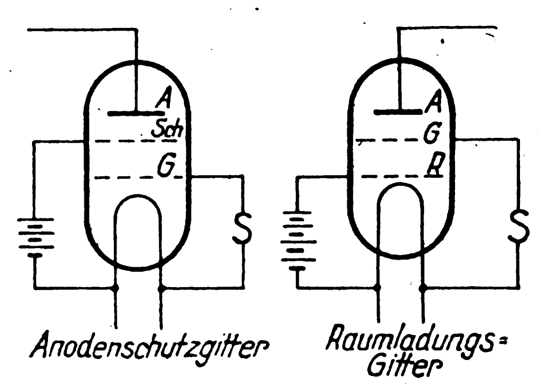


Fig. 22.

bietet die Raumladungschaltung des zweiten Gitters, da hier die Spannungen von Anode und Raumladungsgitter sich von vornherein in entgegengesetzter Richtung ändern (s. Fig. 24). Wird nämlich das Steuergitter positiv, so steigt der Anodenstrom, die Anodenspannung sinkt. Falls nun wie gewöhnlich bei der Raumladungsgitterschaltung zwischen Glühdraht und Raumladungsgitter der Sättigungsstrom fließt,

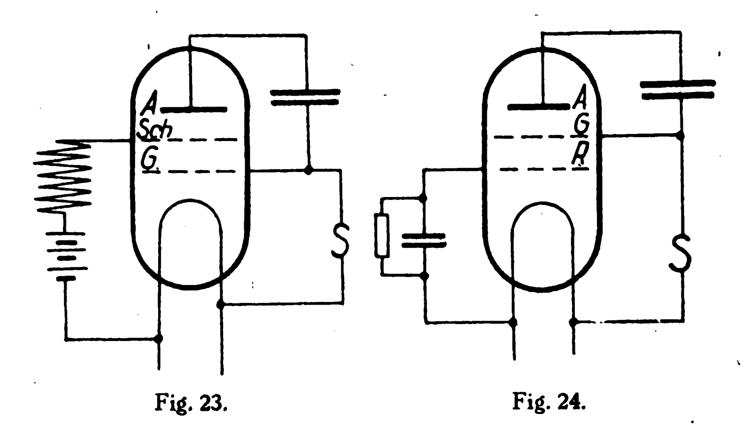


Fig. 23. Fig. 24.

so wird diesem Strom, der nach der Anode fließende Anteil entzogen, d. h. die Spannung am Raumladungsgitter steigt. Aus diesem Grunde läßt sich in dieser Schaltung zur Kompensation einer Kapazität im Anodenkreis ebenfalls eine Kapazität im Raumladungsgitterkreis verwenden. In diesem Falle werden nämlich die Kraftlinien zwischen Anode und Steuergitter, z. B. eine positive Ladung, die Kraftlinien zwischen Raumladungs- und Steuergitter eine negative Ladung hervorrufen. Diese beiden Ladungen heben sich auf und daher kann in diesem Falle kein Gitterstrom fließen. (Vergleiche aber Ende des II. Teils.)

Schwierigkeiten bei der Eichung der neuen Meßapparatur.

Zur quantitativen Prüfung einer auf die angegebene Art möglichen Verbesserung der Wirkung einer Doppelgitterröhre war es nötig, den Verstärkungsgrad eines in solcher Weise umgebauten Verstärkers zu ermitteln. Bei diesen Messungen wudre folgender Weg eingeschlagen (s. Fig. 25).

Mittels eines Röhrengenerators wird eine Wechselspannung von konstanter Amplitude erzeugt und durch eine Kopplungsspule K an die Spule L_1 herangebracht. Mit L_1 ist eine zweite Spule L_2 derart gekoppelt, daß man durch Verschieben der zweiten Spule an ihren Enden veränderliche Spannungen von geringer Amplitude erhalten kann. Diese Spannungen werden nun im umgeänderten Verstärker V verstärkt und dann an ein Röhrenvoltmeter RV gelegt, dessen Anodenstrominstrument dann einen bestimmten Ausschlag zeigt. Schaltet man nun die Kapazität im Raumladungsgitterkreis, deren Wirkung gemessen werden

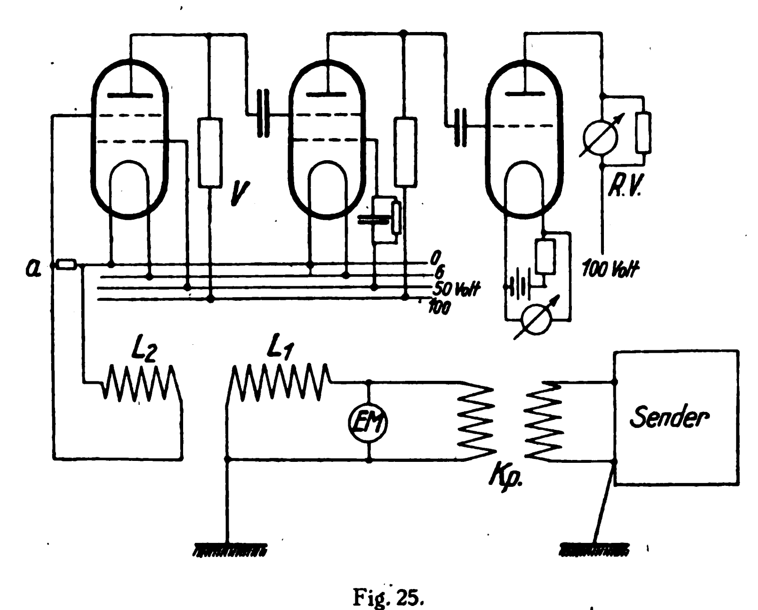


Fig. 25.

soll, ein und aus, so wird sich die Einstellung des Anodenstrominstruments im Röhrenvoltmeter ändern. Durch Veränderung der Kopplung von L_1 und L_2 kann man aber dafür sorgen, daß der Anodenstrom im Röhrenvoltmeter konstant bleibt. Die beiden Kopplungseinstellungen geben dann, falls man die in jeder Lage von L_2 in der Spule induzierten Spannungen kennt, direkt das Verhältnis der Verstärkung mit und ohne Kapazität.

Aus dem Gesagten geht hervor, daß zunächst eine Eichung der Kopplungsapparatur erfolgen mußte. Die Versuche, diese Eichung auszuführen, zeigten nun zunächst eine starke Abhängigkeit der in den verschiedenen Lagen induzierten Spannungen von der Frequenz des Röhrengenerators. Es lag nahe, diese Abhängigkeit auf kapazitive Nebenschlüsse zurückzuführen. Wie die Größe und die Lage dieser in Frage kommenden Kapazitäten ermittelt und ihr Einfluß auf die Messungen berücksichtigt wurde, ist in der oben zitierten Arbeit von Möller und Schrader auseinandergesetzt.

III.

Messungen am Hochfrequenzverstärker.

Meßanordnung.

Erst nachdem die in der Kopplungsapparatur auftretenden Erscheinungen hinreichend geklärt waren, konnten die Verstärkungsmessungen selbst in Angriff genommen werden. Der Zweck war dabei, nicht so sehr den Verstärkungsgrad des Hochfrequenzverstärkers quantitativ zu ermitteln, als vielmehr einen Anhalt dafür zu bekommen, ob die nach der Theorie vorausgesagte Verbesserung durch Einschalten einer Kapazität im Kreise des Raumladungsgitters wirklich herbeigeführt wird. Die schon näherungsweise beschriebene Meßapparatur war derart aufgebaut, daß der Röhrengenerator RG. auf einem besonderen Tisch auf einer großen Blechplatte stand. Das Blech war mit der Heizung der Röhre und mit dem Punkt 1 der Spule L_1 leitend verbunden. Durch Beobachtung am Röhrenvoltmeter RV (s. Fig. 25) wurde durch Ein- und Ausschalten des Generators festgestellt, daß die in einiger Entfernung aufgestellte Kopplungsapparatur keine direkte Strahlung auffing. Der Hochfrequenzverstärker bestand aus zwei normalen Doppelgitterröhren Type *R*, in der aus der Zeichnung ersichtlichen Schaltung. Die im Gitterkreis angebrachte Kapazität wurde durch eine Spule mit ca. 1000 Windungen sehr dünnen Drahtes aus Verstärkertransformatoren dargestellt. Ihre Eigenfrequenz betrug ca. 1900 m. Die Heizspannungen der Verstärkerröhren wurden dauernd durch ein feines Voltmeter geprüft, während die Heizung des Röhrenvoltmeters durch Beobachtung an dem im Anodenkreis liegenden 10^{-7}-Instrument konstant gehalten wurde. Das 10^{-7}-Instrument war dabei durch einen Shunt so eingestellt, daß die übertragenen Spannungen ein deutliches Absinken des Anodenstromes zur Folge hatten.

Die Messung erfolgte nun so, daß zunächst bei einer gemessenen Wellenlänge des Röhrengenerators das Absinken des Anodenstroms beobachtet wurde. Dann wurde die Kapazität im Gitterkreis kurzgeschlossen und die Kopplung von L_1 und L_2 so lange verändert, bis der gleiche Ausschlag wieder eintrat. Bei einer Veränderung der Wellenlänge, die nun vorgenommen wurde, hätte sich die primäre Spannung an der Spule L_1 geändert. Um hier immer auf die gleiche Spannung beziehen zu können, war zunächst die Anordnung getroffen, daß eine kleine Spule mit L_1 in fester Kopplung verbunden war. Die Enden dieser Spule konnten durch eine Wippe direkt an das Röhrenvoltmeter gelegt werden, so daß man die Möglichkeit hatte, durch Veränderung der Kopplung zwischen Sender und Kp immer auf den gleichen Ausschlag, also auf gleiche primäre Spannungen, einzustellen. Aus Rücksicht auf die kapazitive Kopplung zwischen L_1 und der kleinen Spule, die bei veränderter Wellenlänge zu Täuschungen über die wirklich an L_1 auftretenden Spannungen hätte führen können, wurde später von dieser Anordnung abgesehen. Die Spannungen über L_1 wurden vielmehr direkt durch ein Zweifadenelektrometer gemessen und auf einem konstanten Wert gehalten. Bei kleinen Wellen war diese Einstellung recht mühsam.

Messungsergebnisse.

Die Messungen ergaben zunächst das recht überraschende Resultat, daß die Verstärkung mit abnehmender Wellenlänge größer wurde, und zwar sowohl mit, als ohne Kapazität im Gitterkreis. Bei weiterer Abnahme der Wellenlänge ging dann allerdings die Verstärkung stark herunter, so daß eine richtige Resonanz vorzuliegen schien (s. Fig. 26). Auch trat beim Verstärker leicht Selbsterregung ein, wenn die Heizung nicht hoch genug war, oder die Raumladungsgitterspannung zu hoch gewählt wurde. Der Verdacht lag nahe, daß die eingeschaltete Spule Sp diese Erscheinungen hervorbrächte. Die Spule wurde daher durch einen kleinen Feinkondensator mit parallel geschaltetem Silitwiderstand ersetzt. Abgesehen davon, daß dadurch neue Komplikationen geschaffen wurden, weil nun beim Kurzschließen der Kapazität die Spannungen am Raumladungsgitter sich stark änderten, wurden dadurch die Resonanzerscheinungen nicht beseitigt. Das schwingende System mußte demnach in der Spule L_2 gesucht werden. Aber selbst, wenn diese Spule kurz geschlossen oder abgeschaltet wurde, hörte das Selbstschwingen des Verstärkers nicht auf,

weil dann, wie sich zeigte, die langen Zuführungsdrähte zur Spule noch hinreichend Selbstinduktion aufwiesen, um die Schwingungen zu unterhalten. Erst als an der Stelle a ein

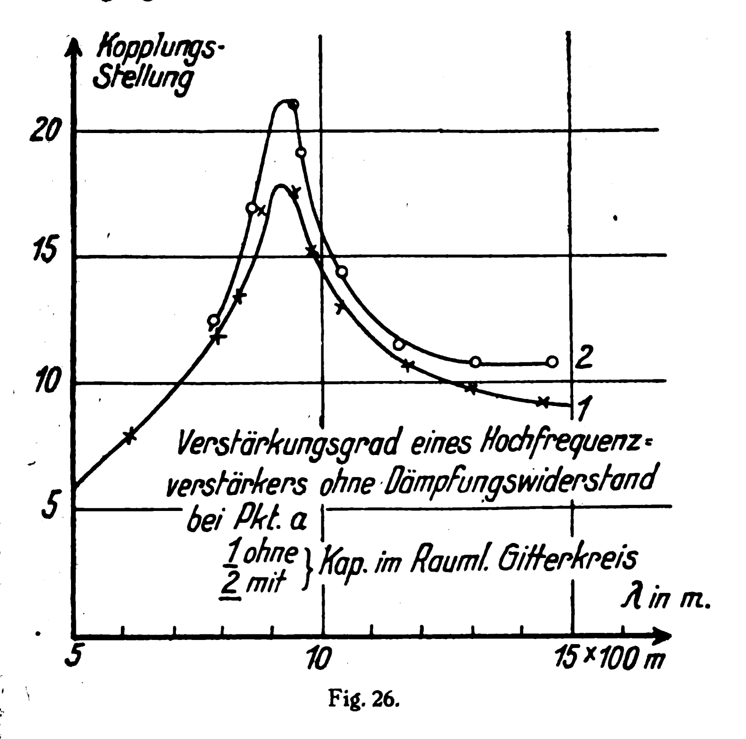


Fig. 26.

Silitwiderstand zwischen Steuergitter und Kathode der ersten Röhre eingeschaltet wurde, hörte das Selbstschwingen und zugleich die Resonanzerscheinung auf (s. Fig. 27).

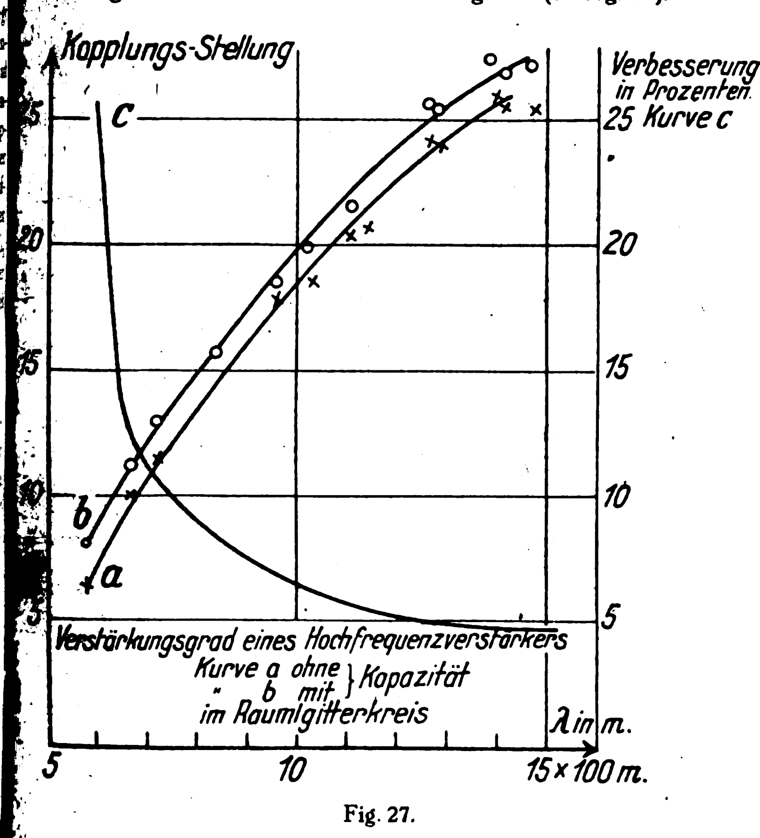


Fig. 27.

Daß wirklich eine Resonanzerscheinung vorgelegen hatte, ließ sich auch quantitativ aus den bekannten Werten für die Selbstinduktion der Spule L_2 und der Gesamtkapazität der Meßeinrichtung berechnen. Es war $L_2 = 3{,}05$ Henry. $CM = 85$ cm (nach der in der Arbeit von Möller und Schrader beschriebenen Art ermittelt). Dann ergibt sich

$$\lambda = 2\pi\sqrt{85 \cdot 3{,}05 \cdot 10^6} = 2\pi\sqrt{250 \cdot 10} = 2\pi\ 160 \simeq 960 \text{ m}.$$

Die Spitze der Resonanzkurve liegt bei 940 m.

In Bezug auf den fraglichen Effekt der Kapazität im Raumladungsgitterkreis zeigen die aufgenommenen Kurven beide in der Tat eine Vergrößerung des Verstärkungsgrades. Die eingezeichnete Kurve C gibt die Verbesserung in Prozenten an und zeigt, daß bei kleinen Wellenlängen immerhin eine Verbesserung von 25% erreicht wurde. Dabei ist zu berücksichtigen, daß keinerlei Abstimmung der wirksamen Kapazität vorgenommen wurde. Die Spulen waren vielmehr ganz nach ungefährer Schätzung gewickelt. Wollte man quantitativ vorgehen, so müßte man zunächst die Kapazität zwischen Steuergitter und Anode nach dem oben angegebenen Verfahren ermitteln und dann C_{rg} so wählen, daß dadurch die Änderungen der Spannungen am Gitter gerade aufgehoben würden.

Eine völlige Beseitigung der Röhrenkapazität ist auch theoretisch auf diesem Wege aus folgenden Gründen nicht möglich:

Man kann sich den Gitterstrom in zwei Teile zerlegt denken. Erstens den Strom, der fließen würde, wenn die Gitterspannung allein schwankt, Anode und Raumgitter aber konstante Spannung haben, zweitens den Strom, der fließen würde, wenn die Gitterspannung konstant wäre, aber die Spannungen an Anode und Raumladungsgitter sich verändern. Eine solche Zerlegung ist immer möglich, so lange man sich auf dem geradlinigen Teil der Charakteristik befindet, da dann die auftretenden Beziehungen zwischen Strom und Spannung linear sind und die Wirkungen sich also einfach addieren. Da aber der Anodenstrom in Phase mit der Gitterspannung liegt, die Anodenspannung aber einen Spannungsabfall über einer Kapazität, nämlich der der nächsten Röhre darstellt, falls man den äußeren Widerstand

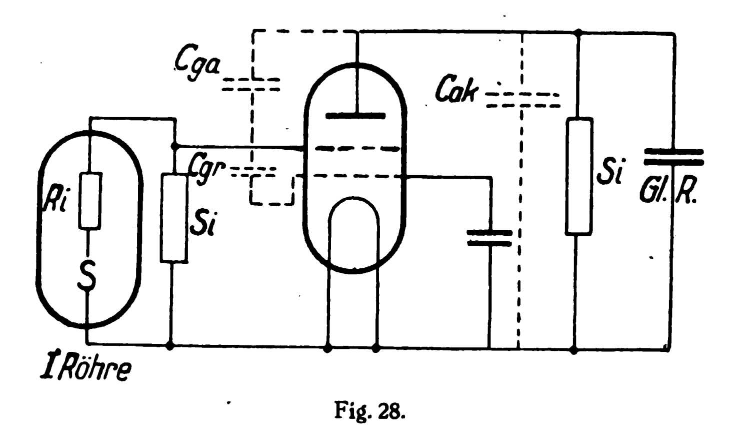


Fig. 28.

im Anodenkreise als unendlich ansieht, so wird eine Phasendifferenz von 90° zwischen Anodenspannung und Gitterspannung vorhanden sein, falls die Gitterspannung schwankt (s. Fig. 28). Im Vektordiagramm (s. Fig. 29) würden sich die auftretenden Spannungen folgendermaßen darstellen:

Wird die Gitterspannung positiver, so nimmt die Anodenspannung ab. $\mathfrak{E}_a$ wird also bei rein Ohmscher Belastung gegen $\mathfrak{E}_g$ 180° in der Phase verschoben sein. $\mathfrak{E}_R$ dagegen wird, auch rein Ohmscher Widerstand im Gitterkreis vorausgesetzt, in Phase mit $\mathfrak{E}_g$ sein. Da aber jetzt in beiden Kreisen kapazitive Belastungen auftreten, so müßten $\mathfrak{E}_a$ und $\mathfrak{E}_R$ beide 90° nacheilen, so daß die Spannungen in die im Diagramm gezeichnete Lage kommen. Die Spannungen,

auf welche nun die Kapazitäten C_{ga} und C_{gr} aufgeladen werden, ergeben sich durch vektorielle Subtraktion von $\mathfrak{E}_g$ und $\mathfrak{E}_R$ resp. $\mathfrak{E}_a$, und aus diesen folgen wieder die Ladungsströme $\mathfrak{J}_{gr}$ und $\mathfrak{J}_{ga}$. Soll nun das Gitter keinen Strom aufnehmen, so müssen durch geeignete Wahl der Spannungen $\mathfrak{E}_{gr}$ und $\mathfrak{E}_{ga}$ diese Ströme entgegengesetzt gleichgemacht

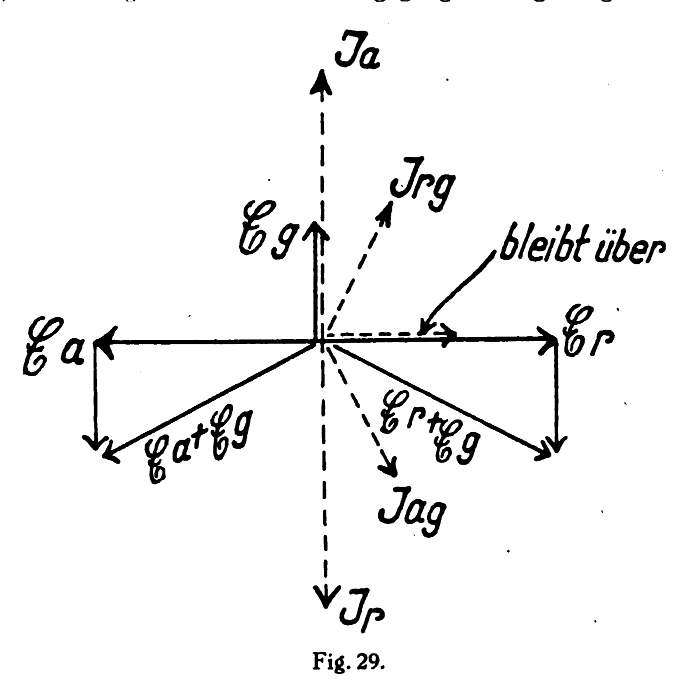


Fig. 29.

werden. Man sieht, daß das nur möglich ist falls $\mathfrak{E}_g = 0$ wird. Es läßt sich also nur der zweite Teil der vorher erwähnten Gitterströme vermeiden. Zugleich erkennt man, daß der von der schwankenden Gitterspannung herrührende Stromanteil um so mehr zur Geltung kommt, je größer die Spannungen $\mathfrak{E}_a$ resp. $\mathfrak{E}_R$ im Verhältnis zu $\mathfrak{E}_g$ sind.

Zusammenfassung.

Im ersten Teil der Arbeit sind die Kapazitäten untersucht worden, welche im Innern einer Elektronenröhre auftreten und zu Beschränkungen im Verstärkungsgrad eines Hochfrequenzverstärkers führen.

Zur Berechnung dieser Kapazitäten, in Abhängigkeit von einer Belastung im Anodenkreis einer Röhre, lag eine Theorie von H. G. Möller vor, die in ihren Resultaten auch mit Messungen, die von Miller mit einer feinen Kapazitätsmeßbrücke, also wohl mit Niederfrequenz vorgenommen sind, in Einklang zu stehen schienen.

Bei einer Prüfung mit hochfrequenten Schwingungen zeigten sich aber nach den hier vorliegenden Messungen erhebliche Abweichungen von dieser Theorie.

Die Gründe für diese Abweichungen sind aufgeklärt und eine neu aufgestellte Theorie ist durch die Messungen bestätigt. Im einzelnen sind die Resultate der Untersuchungen folgende:

1. Man muß bei der Messung der Kapazität der in Betrieb befindlichen Röhren die Wechselspannungen am Gitter so klein machen, daß man auf einem geradlinigen Teil der Charakteristik bleibt.
2. Da aus diesem Grunde mit sehr kleinen Wechselspannungen gearbeitet werden mußte, wurde eine Methode ausgearbeitet um
   a) ein Schwingaudion mit Anodenspannungsamplituden von nur ca. $^1/_{10}$ Volt zu betreiben,
   b) mit Hilfe dieser schwachen Wechselspannungen, Kapazitätsänderungen von ca. 1 mm zu messen.
3. Die Raumladung verändert die Kapazität der Röhre nur um ca. 3 cm.
4. Um zur Übereinstimmung von Theorie und Messungen zu gelangen, muß die Abhängigkeit des inneren Röhrenwiderstandes R_i und des Durchgriffs D der Röhren von dem jeweiligen Betriebszustand berücksichtigt werden.
5. In das Schaltungsschema sind die Kapazitäten C_{ga}, C_{gk} und C_{ak} einzubeziehen und die durch diese Kapazitäten fließenden Wechselströme sind bei der Ableitung der Formel zu berücksichtigen.
6. Die Kapazitäten C_{ga}, C_{gk} und C_{ak} sind verschieden von denen, die man mißt, wenn man z. B. Gitter und Anode zum Feinkondensator des Meßkreises parallel legt.
7. Es wird eine Methode angegeben, um die wahre Größe dieser Kapazitäten zu ermitteln. Aus den Messungen ergaben sich für die Kapazitäten einer Telefunken-Verstärkerröhre

$$C_{ga} = 2{,}5 \text{ cm}; \quad C_{gk} = 5 \text{ cm}; \quad C_{ak} = 9{,}75 \text{ cm}.$$

Im zweiten Teil wurden die Ergebnisse der Arbeit dazu benutzt, eine Verstärkeranordnung herzustellen, bei welcher die Wirkung der Röhrenkapazität besonders für kleine Wellenlängen herabgesetzt ist.

Zur Messung der Hochfrequenzverstärkungen wurde die in der Arbeit von Möller und Schrader: Über die Herstellung kleiner Wechselspannungen von bekannter Amplitude l. c. beschriebene Apparatur benutzt.

Die vorliegende Arbeit wurde auf Veranlassung von Herrn Professor Dr. H. G. Möller im Physikalischen Institut der Hamburgischen Universität mit den Hilfsmitteln des Institutes ausgeführt.

Dem Direktor des Instituts, Herrn Professor Dr. P. P. Koch sowie Hern Professor Dr. H. G. Möller und dem Assistenten des Instituts Herrn Dr. H. Unglaube bin ich für die freundliche Unterstützung und manchen wertvollen Rat zu großem Danke verpflichtet.

Hamburg, Physikalisches Institut der Universität.

Theorie der kurzen Siebketten.

Von H. Backhaus.

Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium Siemensstadt.

(Fortsetzung von S. 16, Bd. 24, Heft 1.)

§ 3. Ausgleichsvorgänge bei einfachen Schwingungskreisen.

Wir haben bisher nur die stationären Vorgänge in Schwingungskreisen betrachtet, d. h. wir haben uns die Schwingungen immer als schon längere Zeit bestehend vorgestellt. In Wirklichkeit sind nun Schwingungssysteme nicht imstande, einsetzende Schwingungen sofort in voller Stärke aufzunehmen, auch erlischt beim Aussetzen der eingeprägten Kraft die Schwingung des Systems nicht sofort, es findet vielmehr ein freies Ausschwingen statt. Es vergeht also eine gewisse Zeit, bis der stationäre Zustand erreicht ist, und während dieser Zeit pflegt man sich das Verhalten des Systems so vorzustellen, daß sich dem stationären Zustand ein anderer, zeitlich abklingender Vorgang, der sogenannte Ausgleichsvorgang, überlagert. Diese Ausgleichsvorgänge sind für die Schwachstromtechnik stets unerwünscht. Die Aufgabe ist also die, den Ablauf dieser Ausgleichsvorgänge so zu beschleunigen, daß sie praktisch nicht mehr störend wirken. Die eigentliche Form dieser Vorgänge zu kennen, ist in den hier vorliegenden Fällen meist überflüssig; es ist nur nötig, zu ermitteln, in welcher Zeit sie bis auf einen bestimmten Bruchteil ihres Anfangswertes abgeklungen sind, und wovon diese Zeitdauer abhängig ist. Der mathematische Teil dieser Aufgaben ist seit längerer Zeit in klassischen Arbeiten gelöst und es handelt sich hier nur darum, diese Resultate anzuwenden.

Ein- und Ausschwingvorgänge lassen sich nun in folgender Weise aufeinander zurückführen: Es sei die eingeprägte Kraft: $\mathfrak{E} = E \cdot e^{pt}$; dann läßt sich bekanntlich der gesamte entstehende Vorgang in der Form darstellen:

$$E\,(S - \Sigma \nu\, e^{-\varphi \nu t} \cdot A\, \nu),$$

worin $E \cdot S$ den stationären Vorgang darstellt, dem das System aus der anfänglichen Ruhelage heraus zustrebt. Wir wollen nun annehmen, der stationäre Zustand $E \cdot S$ sei erreicht. Das Aussetzen der eingeprägten Kraft können wir dann in der Weise darstellen, daß dem stationären Vorgang die eingeprägte Kraft $-\mathfrak{E} = -E e^{pt}$ überlagert wird. Wir erhalten denselben Ausgleichsvorgang wie oben, nur mit umgekehrtem Vorzeichen. Der gesamte Vorgang wird also:

$$E \cdot S - E\,(S - \Sigma \nu\, e^{-\varphi \nu t} \cdot A\, \nu) = E\, \Sigma \nu\, e^{-\varphi \nu t} \cdot A\, \nu.$$

Hieraus erkennen wir, daß die Dauer von Ein- und Ausschwingvorgängen dieselbe ist, und daß man den Einschwingvorgang erhält, wenn man den Ausschwingvorgang von dem stationären Vorgang abzieht. Wir können uns also auf die Behandlung der einfacher zu behandelnden Ausschwingvorgänge beschränken. Die Phase, mit der die eingeprägte Kraft ein- bzw. aussetzt, ist für das hier allein interessierende Problem, nämlich die Dauer des Ausschwingvorganges, belanglos. Wir können also diese Phase jedesmal ohne Beschränkung der Allgemeingültigkeit der Resultate so annehmen, wie es für die Betrachtung am bequemsten ist. Weiter können wir die einschränkende Annahme machen, daß die Frequenz der eingeprägten Kraft gleich der Eigenfrequenz des Systems ist, denn für die Behandlung von Vorgängen in Siebketten kommen nur die Fälle in Betracht, wo diese Bedingung mit großer Annäherung erfüllt ist.

Beim einfachen Schwingungskreis ist der Stromverlauf beim freien Ausschwingen unter den gemachten Voraussetzungen bekanntlich gegeben durch:

$$i = A \cdot e^{-\delta t} \cdot \sin(\omega_0 t + a).$$

A und a sind hierin von den Anfangsbedingungen abhängig; ω_0 ist die Eigenfrequenz des Kreises und $\delta = \frac{R}{2L}$. Es kommt offenbar für uns hier nur auf die Betrachtung von δt an. Wenn wir die Dauer des Ausgleichsvorganges nicht in Sekunden, sondern in Perioden, also in n. t messen, so haben wir für den Exponenten von e:

$$-\frac{R}{2Ln}(n t) = -\frac{R \cdot 2\pi}{2L\omega_0}(n t) = -\mathfrak{d} \cdot (n t).$$

Wir erkennen also, daß für die Zeitdauer des Abklingens von Ausgleichsvorgängen beim einfachen Schwingungskreis allein das logarithmische Dekrement, also die Dämpfung D maßgebend ist. Je größer die Dämpfung ist, um so schneller verklingen die Ausgleichsvorgänge. Ein Abklingen bis auf e^{-1}, d. h. bis auf 37% erfolgt also in $\frac{1}{\mathfrak{d}}$ Perioden. Hiernach kann man leicht das erforderliche Dekrement ermitteln. Die erforderliche Dämpfung ist je nach dem Verwendungszweck verschieden. Für Sprachfrequenzen ist etwa ein Dekrement 0,6, also eine Dämpfung 0,2 nötig, um sehr gute Sprachwiedergabe zu erhalten.

Bei den im vorigen Paragraphen behandelten Schwingungskreisen, die mit aperiodischen Kreisen gekoppelt sind, müssen sich ganz ähnliche Resultate ergeben. Wir hatten für diese Systeme Ersatzstromkreise gefunden; die Dämpfung des Ersatzstromkreises war: $D_1 = \frac{R_1}{\omega_1 L_1}$. Die Dämpfung ist nun bekanntlich ein Maß für die in der Periode im Schwingungskreis verbrauchte Energie. Ist dieses Maß für zwei Systeme das gleiche, so muß also auch die Zeitdauer der Ausschwingvorgänge und damit überhaupt die der Ausgleichsvorgänge die gleiche sein. Wir können also auch bezüglich der Ausgleichsvorgänge diese Systeme als einfache Schwingungskreise auffassen. Maßgebend für die Zeit des Abklingens der Ausgleichsvorgänge ist dann die Dämpfung des Ersatzstromkreises: $D_1 = \frac{R_1}{\omega_1 L_1}$

Bei Anordnungen, in denen mit Hochfrequenz und mit Niederfrequenz gearbeitet wird, ist die zu erreichende Einschwingzeit natürlich nur durch die Art des endgültig aufzunehmenden Niederfrequenzvorganges bestimmt. Diese Zeitdauer enthält erheblich mehr Hochfrequenz- als Niederfrequenzperioden; ein Hochfrequenzschwingungskreis braucht also zu dem gleichen Zweck eine viel kleinere Dämpfung und erhält dadurch erheblich bessere Resonanzschärfe als ein Niederfrequenzschwingungskreis. Aus diesem Grunde sollte man, wo man die Wahl hat, anstatt Niederfrequenz-Siebketten stets Hochfrequenzketten verwenden, zumal die praktische Herstellung von Hochfrequenzketten bei einiger experimenteller Erfahrung auf diesem Gebiet keine wesentlichen Schwierigkeiten macht.

III. Zweigliedrige Siebe.

§ 4. Resonanzkurve zweigliedriger Siebe.

Wenn man eine steile Resonanzkurve wünscht, so kann man beim einfachen Schwingungskreis dazu nur dadurch gelangen, daß man die Dämpfung verringert. Hierdurch wird aber einmal die Resonanzkurve sehr schmal, andererseits wird die Abklingzeit der Ausgleichsvorgänge ungünstig beeinflußt.

Größere Steilheit der Resonanzkurve ohne Verringerung der Dämpfung kann man nun dadurch erhalten, daß man zwei abgestimmte Schwingungskreise miteinander koppelt. Bei loser Kopplung erhält man dann bekanntlich die Resonanzkurve des ganzen Gebildes aus den Resonanzkurven der einzelnen Kreise durch Multiplikation der zusammengehörigen Ordinaten[11]). Die Resonanzkurve des ganzen Gebildes bleibt dann an ihrer Spitze zunächst nahezu ebenso breit, wird aber in ihrem weiteren Verlaufe erheblich schmaler als die Resonanzkurven der einzelnen Schwingungskreise. Koppelt man enger, so verbreitert sich die Resonanzkurve in ihrem oberen Teil immer mehr und bekommt schließlich zwei Maxima mit dazwischen liegendem Minimum, das sich mit enger werdender Kopplung immer mehr vertieft. Solange dieses Minimum noch flach ist, d. h. die Resonanzkurve nicht unter etwa 90% vom Maximum fällt, hat man dann eine Kurve, die sich der anzustrebenden rechteckigen Form nähert. Bei unmittelbarer subjektiver Aufnahme von Zeichen durch das Ohr kann man mit dem Minimum in der Mitte der Resonanzkurve noch unbedenklich unter 90% heruntergehen, weil das Ohr oberhalb der Reizschwelle vermöge seiner logarithmischen Empfindlichkeitskurve nach dem Weber-Fechnerschen Gesetz auch größere Unterschiede in der Amplitude ausgleicht. Anders liegt die Sache jedoch bei der Verwendung von Röhrendetektoren: Die Charakteristik eines solchen Detektors nähert sich mehr oder weniger einer quadratischen Kurve. Die Resonanzkurve wird daher durch die Wirkung des Detektors stark in Richtung der Ordinate verzerrt. Ein Minimum von 80% kann z. B. durch die Detektorwirkung bis auf etwa 60% vertieft erscheinen.

Für die Berechnung der Resonanzkurve betrachten wir die Fig. 5a und 5b:

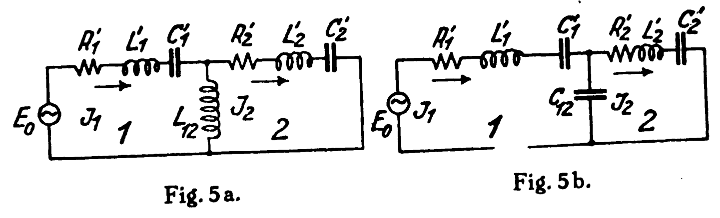


Fig. 5a. Fig. 5b.

Die beiden Kreise seien aufeinander abgestimmt, d. h. es seien die Eigenfrequenzen der einzelnen Kreise, wenn jeder für sich ohne Rücksicht auf die Kopplung mit dem anderen betrachtet wird, einander gleich, also:

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}} = \omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}} = \omega_0, \quad \eta_1 = \eta_2 = \eta.$$

Aus den Gleichungen:

$$\mathfrak{J}_1 \mathfrak{Z}_1 - \mathfrak{J}_2 \mathfrak{Z}_{12} = \mathfrak{E}_0, \quad \mathfrak{J}_1 \mathfrak{Z}_{12} - \mathfrak{J}_2 \mathfrak{Z}_2 = 0$$

finden wir:

$$\mathfrak{J}_2 = \frac{\mathfrak{E}_0 \, \mathfrak{Z}_{12}}{\mathfrak{Z}_1 \mathfrak{Z}_2 - \mathfrak{Z}_{12}^2}. \tag{11}$$

Setzen wir hierin:

$$\mathfrak{Z}_1 = R_1' + i\left(\omega L_1' + \omega L_{12} - \frac{1}{\omega C_1'}\right)$$

$$= R_1 + i\left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1}\right) = R_1 + i S_1$$

$$\text{bzw. } \mathfrak{Z}_1 = R_1' + i\left(\omega L_1' - \frac{1}{\omega C_1'} - \frac{1}{\omega C_{12}}\right)$$

$$= R_1 + i\left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1}\right) = R_1 + i S_1$$

$$\mathfrak{Z}_2 = R_2' + i\left(\omega L_2' + \omega L_{12} - \frac{1}{\omega C_2'}\right)$$

$$= R_2 + i\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right) = R_2 + i S_2$$

$$\mathfrak{Z}_2 = R_2' + i\left(\omega L_2' - \frac{1}{\omega C_2'} - \frac{1}{\omega C_{12}}\right)$$

$$= R_2 + i\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right) = R_2 + i S_2$$

$$\mathfrak{Z}_{12} = i \omega L_{12} \qquad \mathfrak{Z}_{12} = -\frac{i}{\omega C_{12}}$$

und gehen zu reellen Werten über, so ergibt sich:

$$J_2 = E_0 \frac{\omega L_{12}}{\sqrt{A_2^2 + B_2^2}} \quad \text{bzw.} \quad J_2 = E_0 \frac{\frac{1}{\omega C_{12}}}{\sqrt{A_2^2 + B_2^2}} \tag{11a}$$

wo:

$$A_2 = R_1 R_2 - S_1 S_2 + \omega^2 L_{12}^2 \qquad A_2 = R_1 R_2 - S_1 S_2 + \frac{1}{\omega^2 C_{12}^2}$$

$$B_2 = R_1 S_2 + R_2 S_1 \qquad B_2 = R_1 S_2 + R_2 S_1$$

Dividieren wir in diesen Gleichungen Zähler und Nenner durch $R_1 R_2$, so finden wir:

$$J_2 = \frac{E_0}{\sqrt{R_1 R_2}} \frac{\frac{\omega L_{12}}{\sqrt{R_1 R_2}}}{\sqrt{A_2'^2 + B_2'^2}} \quad \text{bzw.} \quad J_2 = \frac{E_0}{\sqrt{R_1 R_2}} \frac{\frac{1}{\omega C_{12}\sqrt{R_1 R_2}}}{\sqrt{A_2'^2 + B_2'^2}}$$

Hierin ist der Zähler:

$$\sqrt{\frac{\omega_2 L_{12}^2}{R_1 R_2}} = \sqrt{\frac{\omega^2 L_{12}^2}{\omega_1^2 L_1 L_2 D_1 D_2}} = \eta \sqrt{\frac{\varkappa_{12} \cdot \varkappa_{21}}{D_1 D_2}}$$

$$= \eta \sqrt{\frac{K_{12}^2}{D_1 D_2}} = \eta \sqrt{\mu_{12} \mu_{21}} = \eta \, m_{12}$$

$$\text{bzw.} \quad \frac{1}{\sqrt{\omega^2 C_{12}^2 R_1 R_2}} = \sqrt{\frac{\omega_0^2 C_1 C_2}{\omega^2 C_{12}^2 D_1 D_2}} = \frac{1}{\eta} \sqrt{\frac{\gamma_{12} \gamma_{21}}{D_1 D_2}}$$

$$= \frac{1}{\eta} \sqrt{\frac{K_{12}^2}{D_1 D_2}} = \frac{1}{\eta} \sqrt{\mu_{12} \cdot \mu_{21}} = \frac{1}{\eta} m_{12}$$

Wenn die induktiven bzw. kapazitiven Kopplungskoeffizienten und Kopplungsfaktoren definiert sind durch:

$$\varkappa_{12} = \frac{L_{13}}{L_1}, \quad \varkappa_{21} = \frac{L_{12}}{L_2}, \quad \varkappa_{12} = \sqrt{\varkappa_{12} \cdot \varkappa_{21}}$$

$$\text{bzw.} \quad \gamma_{12} = \frac{C_1}{C_{12}}, \gamma_{21} = \frac{C_2}{C_{12}}, \quad K_{12} = \sqrt{\gamma_{12} \cdot \gamma_{21}}$$

$$\text{und} \quad \mu_{12} = \frac{\varkappa_{12}}{D_1}, \quad \mu_{21} = \frac{\varkappa_{21}}{D_2}, \quad m_{12} = \sqrt{\mu_{12} \cdot \mu_{21}}$$

$$\text{bzw.} \quad \mu_{12} = \frac{\gamma_{12}}{D_1}, \quad \mu_{21} = \frac{\gamma_{21}}{D_2}, \quad m_{12} = \sqrt{\mu_{12} \cdot \mu_{21}} \quad \text{ist.}$$

Also wird:

$$J_2 = E_0 \frac{m_{12}}{\sqrt{R_1 R_2}} \frac{\eta}{\sqrt{A_2'^2 + B_2'^2}} \qquad J_2 = E_0 \frac{m_{12}}{\sqrt{R_1 R_2}} \frac{\frac{1}{\eta}}{\sqrt{A_2'^2 + B_2'^2}} \tag{11b}$$

wo:

$$A_2' = 1 - U_1 U_2 + \eta^2 m_{12}^2 \qquad A_2' = 1 - U_1 U_2 + \frac{1}{\eta^2} m_{12}^2$$

$$B_2' = U_1 + U_2 \qquad B_2' = U_1 + U_2$$

$$\text{und:} \quad U_1 = \frac{S_1}{R_1}, \; U_2 = \frac{S_2}{R_2} \qquad U_1 = \frac{S_1}{R_1}, \; U_2 = \frac{S_2}{R_2} \quad \text{ist.}$$

---

[11]) J. Zenneck, Lehrb. d. drahtl. Telegr., 2. Aufl., S. 384.

Im Falle gleicher Abstimmung der beiden Kreise, die wir vorausgesetzt haben, kann man diese Gleichung der Resonanzkurve durch die Beziehung: $U_2 = U_1 \frac{D_1}{D_2} = U_1 p_2$ allein in Abhängigkeit von U_1 erhalten. Wir haben dann:

$$\left.\begin{array}{ll} A_2' = 1 - U_1^2 p_2^2 + \eta^2 m_{12}^2 & A_2' = 1 - U_1^2 p_2^2 + \frac{1}{\eta^2} m_{12}^2 \\ B_2' = U_1 (1 + p_2) & B_2' = U_1 (1 + p_2) \end{array}\right\} \quad (11\,c)$$

Die Formeln lassen erkennen, daß man bei induktiver und kapazitiver Kopplung die gleichen Resonanzkurven erhält, wenn man η durch $\frac{1}{\eta}$ ersetzt, also bei reziprokem Abszissenmaßstabe, wenn man die Kurven mit η als Abszisse aufträgt.

Um nun die Form der Resonanzkurve zu diskutieren, können wir in Anbetracht der geringen Breite der hier in Betracht kommenden Resonanzkurven η im Zähler und im dritten Gliede von A_2' gleich 1 annehmen. Wir haben dann als Gleichung der Resonanzkurve:

$$\left.\begin{array}{c} J_2 = E_0 \frac{m_{12}}{\sqrt{R_1 R_2}} \frac{1}{\sqrt{A_2'^2 + B_2'^2}} \\ \text{wo: } A_2'^2 + B_2'^2 = a + b\, U_1^2 + c\, U_1^4 \\ \text{und: } a = (1 + m_{12}^2)^2,\ b = 1 + p_2^2 - 2 p_2 m_{12}^2,\ c = p_2^2 \text{ ist.} \end{array}\right\} \quad (11\,d)$$

Als Bedingung für Extremwerte finden wir:

$$4 c\, U_1^3 + 2 b\, U_1 = 0.$$

Eine Wurzel ist also: $U_1 = 0$. Für die beiden anderen ergibt sich:

$$U_1^2 = -\frac{b}{2c} = \frac{2 D_1 D_2 - (D_1^2 + D_2^2)}{2 D_1^2}$$

also:

$$U_1 = \pm \frac{1}{D_1} \sqrt{K_{12}^2 - \frac{D_1^2 + D_2^2}{2}} \quad (12)$$

In der Gleichung der Resonanzkurve tritt U_1 nur quadratisch auf, J_2 nimmt also für beide Wurzeln (12) denselben Wert an, die Maxima sind also bei gleicher Abstimmung der Kreise immer gleich hoch. Dies gilt übrigens auch streng für beliebig enge Kopplung.

Ist $K_{12} < \sqrt{\frac{D_1^2 + D_2^2}{2}}$, so werden die beiden letzten Wurzeln für U_1 imaginär, die Resonanzkurve hat dann also nur ein Maximum, nämlich für $U_1 = 0$. In diesem Fall gilt annähernd die bereits oben erwähnte Methode zur Berechnung der Resonanzkurve durch Multiplikation der Ordinaten der Resonanzkurven der einzelnen Kreise. Bei festerer Kopplung, wenn $K_{12} > \sqrt{\frac{D_1^2 + D_2^2}{2}}$ ist, sind die Wurzeln (12) reell und stellen zwei Maxima der Resonanzkurve dar; $U_1 = 0$ ergibt dann das dazwischen liegende Minimum. Für $K_{12} = \sqrt{\frac{D_1^2 + D_2^2}{2}}$ endlich fallen alle drei Wurzeln zusammen; die Resonanzkurve hat gerade noch ein Maximum. Wir wollen den hierdurch definierten Wert der Kopplung, der auf der Grenze zwischen Einwelligkeit und Zweiwelligkeit der Resonanzkurve liegt, als Grenzkopplung bezeichnen.

Ist die Dämpfung des ersten Kreises gegeben, so ergibt sich, wie eine einfache Maximumbetrachtung zeigt, die günstigste Energieübertragung dann, wenn man die Dämpfung des zweiten Kreises gleich der des ersten Kreises macht. Man erhält dann für die Nutzenergie im Widerstand R_2:

$$W_{\max} = \frac{J_2^2 \cdot R_2}{2} = \frac{E^2}{8 R_1}.$$

Denselben Betrag für die Maximalenergie hatten wir schon in Gleichung (7) beim einfachen Kreise gefunden, und es läßt sich leicht zeigen, daß dies die größte Energie ist, die über den Widerstand R_1 überhaupt in irgend ein Gebilde übertragen werden kann.[12])

In diesem Falle, wenn nämlich die Dämpfungen beider Kreise gleich sind, bekommen wir ganz besonders einfache Verhältnisse. Es sei also: $D_1 = D_2$, $p_2 = 1$, und damit $U_1 = U_2 = U$. Wir haben dann nach (12) für die Lage der Kopplungsmaxima:

$$\left.\begin{array}{r} U_{1\max} = \frac{1}{D_1} \sqrt{K_{12}^2 - D_1^2} = \sqrt{m_{12}^2 - 1}, \\ X_{1\max} = \sqrt{K_{12}^2 - D_1^2}. \end{array}\right\} \quad (13)$$

Die Bedingung für die Grenzkopplung ist dann: $m_{12}^2 = 1$, also:

$$\omega_1 L_{12} = \sqrt{R_1 R_2} \quad \text{bzw.} \quad \frac{1}{\omega_1 C_{12}} = \sqrt{R_1 R_2}.$$

Die Minimumordinate der Resonanzkurve bei engerer Kopplung, d. h. die Ordinate für $U_1 = 0$, ergibt sich dann aus (11c) zu:

$$J_{2\min} = \frac{E}{\sqrt{R_1 R_2}} \frac{m_{12}}{m_{12}^2 + 1}. \quad (13\,a)$$

Die Maximumordinaten sind:

$$J_{2\max} = \frac{E}{2\sqrt{R_1 R_2}}. \quad (13\,b)$$

Für $m_{12} = 1$ haben $J_{2\min}$ und $J_{2\max}$ denselben Wert. Für $m_{12} < 1$, also unterhalb der Grenzkopplung, wird der Wert $\frac{E}{2\sqrt{R_1 R_2}}$ nicht mehr erreicht.

Es sei besonders hervorgehoben, daß wir nur gleiche Dämpfungen der beiden Kreise vorausgesetzt haben, nicht aber vollkommen gleichen Aufbau beider Kreise.

Die Maximalspannung am Nutzwiderstand R_2 ist:

$$E_{2R} = \frac{E_0 R_2}{2\sqrt{R_1 R_2}} = \frac{E_0}{2}\sqrt{\frac{R_2}{R_1}} = \frac{E_0}{2}\sqrt{\frac{L_2}{L_1}} = \frac{E_0}{2}\sqrt{\frac{C_1}{C_2}}.$$

Durch elementare Rechnung ergibt sich dann als Spannung am Kondensator C_2:

$$E_{2C} = \frac{E_0}{2 D_1}\sqrt{\frac{R_2}{R_1}} = \frac{E_0}{2 D_1}\sqrt{\frac{L_2}{L_1}} = \frac{E_0}{2 D_1}\sqrt{\frac{C_1}{C_2}}.$$

Hieraus ergibt sich ohne weiteres die Möglichkeit einer Spannungstransformation auch mit kapazitiver und induktiver Kopplung in Spannungsteilerschaltung, wie oben erwähnt.

Die reduzierte Gleichung der Resonanzkurve ist nach dem Vorstehenden:

$$J_{2\,\mathrm{red}} = \frac{2 m_{12}}{\sqrt{A_2'^2 + B_2'^2}}. \quad (14)$$

Wir wollen die Form eines zweigliedrigen Siebes, bei der die Dämpfungen beider Kreise einander gleich sind, als die Normalform eines zweigliedrigen Siebes definieren und alle hierauf bezüglichen Größen mit dem Index 0 bezeichnen. Wir haben dann:

$$\begin{array}{c} A_2'{}_0^2 + B_2'{}_0^2 = a_0 + b_0 U_0^2 + c_0 U_0^4 \\ \text{wo: } a_0 = (1 + m_0^2)^2,\ b_0 = 2(1 - m_0^2),\ c_0 = 1 \text{ ist.} \end{array} \quad (15)$$

[12]) Siehe H. Backhaus, [9]) a. a. O. S. 105f.

Auf diese Form können wir nun alle übrigen Formen von führen. Setzen wir nämlich:

$$U_0 = \frac{U_1}{q},\ q = \frac{U_1}{U_0} = \frac{D_0}{D_1},$$

und dividieren in (11 d) Zähler und Nenner durch $p_2\, q$, so finden wir durch Koeffizientenvergleichung als Bedingungsgleichungen für q und m_0:

$$\frac{(1+m_{12}^2)^2}{p_2^2\, q^4} = (1+m_0^2)^2,\ \frac{1+p_2^2-2\,p_2\,m_{12}^2}{p_2^2\, q^2} = 2\,(1-m_0^2).$$

Durch Elimination von m_0^2 ergibt sich nach einfacher Zwischenrechnung:

$$q = \frac{1+p_2}{2\,p_2},\quad D_0 = \frac{D_1+D_2}{2}$$

$$m_0 = \frac{1}{D_0}\sqrt{K_{12}^2 - \left(\frac{D_1-D_2}{2}\right)^2}.$$

Wenn man also ein beliebiges zweigliedriges Sieb auf die Normalform zurückführt, so ist die Dämpfung der Normalform gleich dem arithmetischen Mittel der Dämpfungen der beiden Kreise des betrachteten Gliedes.

Die Zurückführung auf die Normalform ist, wie aus dem Wert von m_0 folgt, nur möglich, solange $K_{12} > \frac{D_1-D_2}{2}$ bleibt; oberhalb der Grenzkopplung: $K_{12} = \sqrt{\frac{D_1^2+D_2^2}{2}}$ ist die Zurückführung also immer möglich.

Nach dem erhaltenen Resultat können wir die Betrachtung auf die Resonanzkurven von Ketten der Normalform beschränken und unsere Ergebnisse wie folgt zusammenfassen:

Die Kopplung, definiert entweder durch den Kopplungskoeffizienten $\varkappa$ bzw. γ oder durch den Kopplungsfaktor K, spielt in bezug auf die Gestalt der Resonanzkurve eine ähnlich wichtige Rolle wie die Dämpfung. Das Verhältnis von Kopplung zu Dämpfung, die Größe μ bzw. m, ist, wenn U als Abszissenmaßstab gewählt wird, allein maßgebend für die Form der Resonanzkurve. Es ergibt sich nach (13) die Breite des Bereiches annähernd gleicher Durchlässigkeit, die Lochbreite, und aus (13a) die Tiefe des Minimums in der Mitte des Durchlässigkeitsbereiches, also ein Maß für die Gleichförmigkeit der Durchlässigkeit. Bei Variation von m_{12} erhält man also eine einfach unendliche Mannigfaltigkeit von Kurven, die sich durch Tiefe des Minimums unterscheiden, aber, wie die Fig. 6 zeigt, von annähernd gleicher Steilheit sind. Geht man nun von einem dieser Kurventypen aus, und variiert D_1, so erhält man eine neue Kurvenschar mit X oder x als Abszissenmaßstab mit gleicher Tiefe des Minimums, aber verschiedener Steilheit. Sämtliche Resonanzkurven von zweifachen abgestimmten Sieben bilden also eine zweifach unendliche Mannigfaltigkeit.

In der nachstehenden Tabelle 1 sind für verschiedene Werte von m_0^2 die halbe Lochbreite und die Minimumamplitude nach (13) und (13a) errechnet.

Tabelle 1.

m_0^2	1,0	1,5	2,0	3,0	4,0	6,0	9,0
$U_{0\,\max}$	0,000	0,707	1,000	1,414	1,723	2,236	2,828
Min. Ord. in %	100	98,0	94,4	86,6	80,0	70,0	60,0

Die entsprechenden Resonanzkurven sind in Fig. 6 aufgetragen.

Aus der Fig. 6 erkennen wir, daß die Resonanzkurven für verschiedene Kopplung, aber gleiche Dämpfung in ihrem oberen Teil parallel verlaufen. Wenn wir daher wieder als

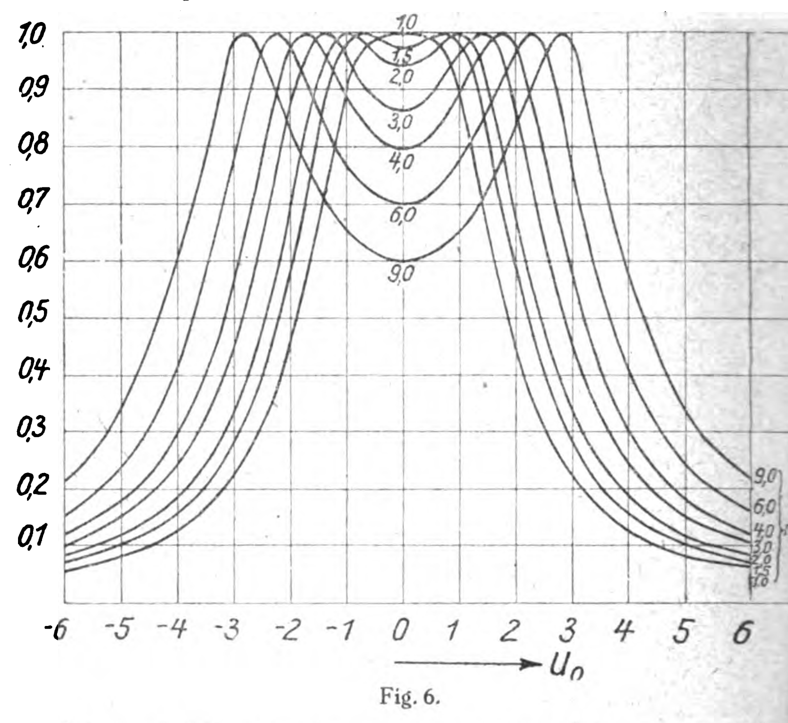


Fig. 6.

Steilheit der Resonanzkurve eines zweigliedrigen Systems definieren: $T_2 = \left(\frac{d\,J_{2\,\mathrm{red}}}{d\,x}\right)_{\max}$, so genügt es, diese Größe in dem einfachsten Falle zu betrachten, nämlich für $m_{12}^2 = 1$, also für die Grenzkopplung. Es ist dann:

$$J_{2\,\mathrm{red}} = \frac{2}{\sqrt{4+U^4}},\quad \frac{d\,J_{2\,\mathrm{red}}}{d\,U} = -4\,U^3\,(4+U^4)^{-\frac{3}{2}}$$

$$\frac{d^2\,J_{2\,\mathrm{red}}}{d\,U^2} = 24\,U^6\,(4+U^4)^{-\frac{5}{2}} - 12\,U^2\,(4+U^4)^{-\frac{3}{2}}.$$

Die Bedingung für den Wendepunkt: $\frac{d^2\,J_{2\,\mathrm{red}}}{d\,U^2} = 0$

ergibt also: $U_w = \pm\sqrt{2}$.

Also ist:

$$T_2 = \frac{2}{D}\left(\frac{d\,J_{2\,\mathrm{red}}}{d\,U}\right)_{U_w} = \frac{2}{D}\,8^{-\frac{3}{2}}\cdot 8\sqrt{2} = \frac{1}{D}.$$

Auch hier ist die Steilheit wieder umgekehrt proportional zur Dämpfung. Der charakteristische Faktor bei einem zweifachen Schwingungssystem ist 1.

Bezüglich des Anschlusses zweifacher Schwingungssysteme nach beiden Seiten gilt genau das gleiche, wie oben für einfache Kreise dargelegt wurde. Man kann auf diese Weise die Dämpfung der Kreise so weit erniedrigen, wie es für die Resonanzkurve erwünscht ist. Es sei betont, daß es hierbei durchaus nicht nötig ist, die beiden Systeme symmetrisch zu bauen; auch die Kopplungsglieder mit der Zuleitung bzw. mit dem Detektor können voneinander verschieden sein. Es ist für die Anwendbarkeit der Gleichungen (13) und (13a), die über die Form der Resonanzkurve Aufschluß geben, nur nötig, daß sowohl die Dämpfungen der Ersatzstromkreise D_{I} und D_{II} als auch deren Eigenfrequenzen ω_{I} und ω_{II} einander gleich sind.

In diesem Falle sind die Ohmschen Widerstände in den eigentlichen Schwingungskreisen Verlustwiderstände und müssen deshalb möglichst klein gemacht werden. Vernachlässigt man diese Widerstände, so erhält man wieder die maximale Nutzenergie: $W = \frac{E_0^2}{8\,R_1}$.

§ 5. Ausgleichsvorgänge bei zweigliedrigen Sieben.

Wir hatten oben in § 3 allgemein gesehen, daß sich die Ausgleichsvorgänge auf die Ausschwingvorgänge zurückführen lassen, die beim Aussetzen der eingeprägten Kraft eintreten. Auf die eigentliche Art des Ausgleichsvorganges kommt es nicht an; wichtig ist nur die Geschwindigkeit seines Abklingens. Wir können nun bei der Behandlung dieser Fragen mit hinreichender Annäherung voraussetzen, daß die Frequenz der eingeprägten Kraft gleich der Eigenfrequenz der beiden Kreise ist, die wir, wie immer bisher, als aufeinander abgestimmt annehmen. Wir haben dann weiter nichts zu untersuchen, als die freien Schwingungen des betrachteten Systems. Auf die Anfangsphase brauchen wir hierbei keine Rücksicht zu nehmen, denn diese kommt nur für den eigentlichen Verlauf des Vorganges, nicht aber für seine Abklingdauer, die uns hier allein interessiert, in Betracht.

Für die freien Schwingungen zweigliedriger Systeme hat nun M. Wien die allgemeinen Lösungen für kapazitive Kopplung (Kraftkopplung) angegeben[13]). Der Fall induktiver Kopplung (Beschleunigungskopplung) wird auf den erstgenannten Fall zurückgeführt, er ergibt also dieselben Resultate. Wir nehmen allgemein an, daß die Dämpfungen der beiden Kreise nicht gleich zu sein brauchen. Wichtig für uns ist der Fall, wo die Kopplung etwas fester als die Grenzkopplung ist, also $K_{12} > \sqrt{\frac{D_1^2 + D_2^2}{2}}$. Es ist dann erst recht: $K_{12} > \frac{D_1 - D_2}{2}$. Für diesen Fall findet Wien[14]), daß der Ausschwingvorgang in beiden Kreisen aus zwei Schwingungen von verschiedener Schwingungszahl, aber gleicher Dämpfung besteht. Es entstehen also Schwebungen, deren Amplitudenkurve nach einem Exponentialgesetz $e^{-\delta t}$ abklingen, und zwar ist: $\delta = \frac{1}{2}\left(\frac{R_1}{2 L_1} + \frac{R_2}{2 L_2}\right)$. Messen wir die Zeit wieder in Perioden, so erhalten wir für den Exponenten von e: $(nt)\ \frac{\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2}{2}$, wo $\mathfrak{d}_1$ und $\mathfrak{d}_2$ wieder die logarithmischen Dekremente der beiden Schwingungskreise bedeuten. In der gleichen Weise wie oben ergibt sich, daß ein Abklingen bis auf 37% in $\frac{1}{\mathfrak{d}_m}$ Perioden erfolgt, wenn $\mathfrak{d}_m = \frac{\mathfrak{d}_1 + \mathfrak{d}_2}{2}$ ist.

Wir erkennen also, daß auch hier wieder für die Dauer des Abklingens der Ausgleichsvorgänge die Dämpfung bestimmend ist und zwar ist die hierfür maßgebende Größe bei zweigliedrigen Sieben dieselbe, die die Form der Resonanzkurve bestimmt, nämlich das arithmetische Mittel aus den beiden Kreisdämpfungen.

Man findet häufig die Ansicht vertreten, daß mit wachsender Lochbreite auch die Einschwingzeit abnimmt. Aus den Erörterungen dieses Paragraphen und aus der Formel (13) folgt, daß diese Ansicht unzutreffend ist. In Wirklichkeit liegt die Sache so, daß die maßgebende Größe, von der sowohl Lochbreite als auch die Einschwingzeit abhängig ist, die Dämpfung ist. Aber während die Einschwingzeit allein von der Dämpfung abhängig ist, hängt die Lochbreite außerdem auch noch von der Kopplung ab. Wenn man bei konstanter Dämpfung die Kopplung variiert, so bleibt die Einschwingzeit dieselbe, dagegen ändert sich die Lochbreite.

[13]) M. Wien, Wied. Ann. 61, 1897, S. 162.
[14]) ebenda, S. 167.

§ 6. Zweigliedrige Siebe mit Ohmscher Kopplung.

In unseren bisherigen Untersuchungen hatten wir stets die Ohmsche Kopplung unberücksichtigt gelassen. Das gilt für eine Kopplung nach Fig. 2a natürlich streng; aber auch bei induktiver Kopplung in Spannungsteilerschaltung nach Fig. 2b und bei kapazitiver Kopplung kann man die Ohmsche Kopplung fast immer vernachlässigen, weil die induktive bzw. kapazitive Kopplung stets stark überwiegt. Es gibt jedoch Fälle, in denen man Ohmsche Kopplung mit Vorteil verwenden kann. Um die Eigenarten dieser Kopplung kennen zu lernen, wollen wir ein Sieb nach Fig. 7 mit rein Ohmscher Kopplung betrachten.

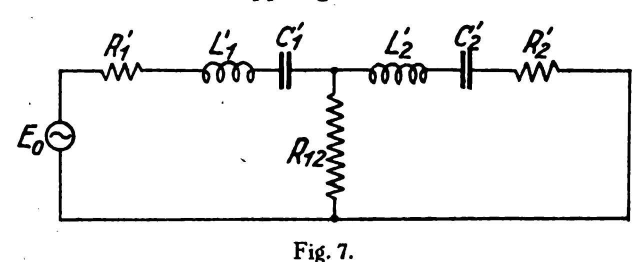


Fig. 7.

Das Sieb sei abgestimmt, d. h. es sei:

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{L_1' C_1'}} = \omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L_2' C_2'}} = \omega_0.$$

Aus (11) finden wir dann

$$\left.\begin{aligned} J_2 &= E_0 \frac{R_{12}}{\sqrt{A_2^2 + B_2^2}} \\ \text{wo: } A_2 &= R_1 R_2 - R_{12}^2 - S_1 S_2 \qquad B_2 = R_1 S_2 + R_2 S_1. \end{aligned}\right\} \quad (16)$$

Dividieren wir Zähler und Nenner durch $R_1 R_2$ und setzen:

$$\frac{R_{12}}{R_1} = \sigma_{12}, \qquad \frac{R_{12}}{R_2} = \sigma_{21},$$

$$\left.\begin{aligned} \text{so kommt: } J_2 &= \frac{E_0}{R_2} \frac{\sigma_{12}}{\sqrt{A_2'^2 + B_2'^2}} \\ \text{wo: } A_2' &= 1 - \sigma_{12}\sigma_{21} - U_1 U_2 \qquad B_2 = U_1 + U_2. \end{aligned}\right\} \quad (17)$$

Es sei wieder: $U_2 = U_1 \cdot p_2$, dann haben wir:

$$A_2' = 1 - \sigma_{12}\sigma_{21} - p_2 U_1^2 \qquad B_2 = U_1(1 + p_2)$$

$$A_2'^2 + B_2'^2 = a + b U_1^2 + c U_1^4.$$

$$\begin{aligned} \text{wo: } a &= (1 - \sigma_{12}\sigma_{21})^2 = (1 - K_{12}^2)^2 \\ b &= 1 + p_2^2 + 2\sigma_{12}\sigma_{21} p_2 = 1 + p_2^2 + 2 p_2 K_{12}^2 \\ c &= p_2^2. \end{aligned}$$

Sind die Dämpfungen der beiden Kreise gleich, also $p_2 = 1$, so wollen wir diese Form des Siebes wieder als die Normalform bezeichnen. Es ist dann:

$$\begin{aligned} a_0 &= (1 - \sigma_{12}\sigma_{21})^2 = (1 - K_{12\,0}^2)^2 \\ b_0 &= 2(1 + \sigma_{12}\sigma_{21}) = 2(1 + K_{12\,0}^2) \\ c_0 &= 1. \end{aligned}$$

Vergleichen wir diese Gleichungen mit (15), so sehen wir, daß die Gleichungen sich ähneln; jedoch erscheint hier $-K_{12}^2$ anstelle von $m_0^2 \cdot b_0$ kann hier niemals negativ werden, also kann es, wie man leicht sieht, außer $U_1 = 0$ kein reelles Maximum mehr geben. K_{12}^2 ist natürlich stets kleiner als 1.

Wir erhalten also bei Ohmscher Kopplung stets ähnliche Resonanzkurven wie bei kapazitiver oder induktiver Kopplung unterhalb der Grenzkopplung. Das Auftreten von Kopplungsmaxima ist nicht möglich. Das Maximum wird nie verschoben, sondern liegt immer an derselben Stelle wie die Eigenfrequenzen der beiden Glieder.

Für das Strommaximum finden wir leicht:

$$J_{2\max} = E_0 \frac{R_{12}}{R_1 R_2 - R_{12}^2}.$$

Sind die beiden Kreise gleich gebaut, also $R_1 = R_2$, $R_1' = R_2'$, so folgt daraus:

$$J_{2\max} = \frac{E_0}{R_1'} \frac{R_{12}}{R_1' + 2 R_{12}} = \frac{E_0}{R_1'} \frac{\sigma_{12}}{1 + \sigma_{12}}. \tag{18}$$

Die günstigste Energie, die überhaupt in ein Gebilde über den Widerstand R_1' übertragen werden kann, ist, wie oben bemerkt: $W_{\max} = \frac{E_0^2}{8 R_1'}$. Das Strommaximum für den Nutzwiderstand R_1' ist also: $J_{2\max} = \frac{E_0}{2 R_1'}$. Diesen Wert kann, wie man leicht erkennt, der Ausdruck (18) erst bei unendlich großem R_{12} erreichen, also bei unendlich fester Kopplung; erst dann wird: $\frac{\sigma_{12}}{1 + \sigma_{12}} = 0{,}5$. Aber $\frac{\sigma_{12}}{1 + \sigma_{12}}$ nähert sich schnell dem Wert 0,5, wie aus nachfolgender Tabelle 2 hervorgeht:

Tabelle 2.

σ_{12}	$\frac{\sigma_{12}}{1+\sigma_{12}}$	Nutzstrom	Nutzenergie
		in % vom Maximalwert	
0,5	0,333	67	45
0,6	0,375	75	56
0,8	0,444	88	77,5
0,9	0,473	94	88

und dividieren in (17) Zähler und Nenner durch $p_2 q^2$, dann finden wir durch Koeffizientenvergleichung als Bedingungsgleichungen für q und K_{12o}:

$$\frac{(1 - K_{12}^2)^2}{p_2^2 q^4} = (1 - K_{12o}^2)^2, \quad \frac{1 + p_2^2 + 2 p_2 K_{12}^2}{p_2^2 q^2} = 2(1 + K_{12o}^2).$$

Die einfache Rechnung liefert:

$$q = \frac{1 + p_2}{2 p_2}, \quad D_0 = \frac{D_1 + D_2}{2},$$

$$K_{12o} = \frac{1}{D_0} \sqrt{D_1 D_2 K_{12}^2 + \left(\frac{D_1 - D_2}{2}\right)^2}.$$

Wir können bei rein Ohmscher Kopplung also bei jedem beliebigen Wert des Kopplungsfaktors mit dem arithmetischen Mittel der Dämpfungen der Einzelkreise für die entstehende Resonanzkurve rechnen, während dies bei induktiver oder kapazitiver Kopplung bei sehr loser Kopplung, wie wir gesehen haben, nicht mehr zulässig ist.

Die Kurven für verschiedene Werte von K_{12o} geben die verschiedenen Kurventypen an; von jedem Kurventypus kann man durch Variation von D zu individuellen Kurven übergehen. Wir erhalten also wiederum eine neue zweifach unendliche Mannigfaltigkeit von Resonanzkurven.

Will man einen Überblick über die Form der Resonanzkurven in Abhängigkeit von der Kopplung gewinnen, so ist es hier nicht zweckmäßig, die Resonanzkurven mit U_1 als Abszisse aufzutragen, weil U_1 von D_1 abhängig ist; wenn wir die Kopplung verändern, so verändern wir damit auch D_1; die so aufgetragenen Kurven wären also bezüglich ihrer Dämpfung nicht gleichwertig. Wir wählen demnach

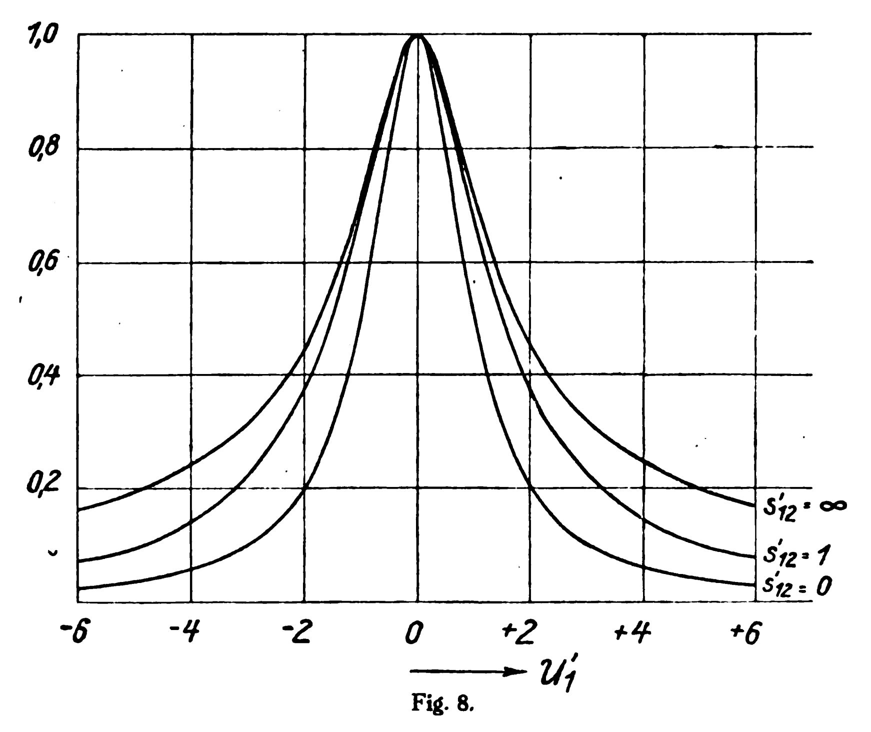


Fig. 8.

Es ergibt sich hieraus, daß man auch mit rein Ohmscher Kopplung leicht eine hinreichend günstige Energieübertragung erhalten kann.

Um die Resonanzkurven der Siebe nach Fig. 7 auf die Normalform zurückzuführen, verfahren wir in ganz analoger Weise wie bei Sieben mit induktiver oder kapazitiver Kopplung. Wir setzen:

$$U_0 = \frac{U_1}{q}, \quad q = \frac{U_1}{U_0} = \frac{D_0}{D_1}$$

besser $U_1' = \frac{S_1'}{R_1'} = \frac{S_1}{R_1'}$ als Abszissenmaßstab. Dividieren wir Zähler und Nenner in (16) durch $R_1' R_2'$ und setzen:

$$\frac{R_{12}}{R_1'} = \sigma_{12}', \quad \frac{R_{12}}{R_2'} = \sigma_{21}',$$

so wird: $J_2 = \frac{E_0}{R_2'} \frac{\sigma_{12}'}{\sqrt{A_2'^2 + B_2'^2}}$

wo: $A_2' = (1 + \sigma_{12}')(1 + \sigma_{21}') - \sigma_{12}' \sigma_{21}' - U_1' U_2' = 1 + \sigma_{12}' + \sigma_{21}' - U_1' U_2'$

$B_2' = (1 + \sigma_{12}') U_2' + (1 + \sigma_{21}') U_1'$.

Es sei wieder $U_2' = U_1'$, also $p_2 = 1$, $D_1 = D_2$, dann haben wir:

$$A_2' = 1 + \sigma_{12}' + \sigma_{21}' - U_1'^2 \qquad B_2' = U_1' (2 + \sigma_{12}' + \sigma_{21}')$$

$$A_2' = 1 + 2\, s_{12}' - U_1^2 \qquad B_2' = 2\, U_1' (1 + s_{12}')$$

wo: $2\, s_{12}' = \sigma_{12}' + \sigma_{21}'$ zur Abkürzung gesetzt wird.

$$A_2'^2 + B_2'^2 = a_0' + b_0'\, U_1'^2 + U_1'^4.$$

Hierin ist:

$$a_0' = (1 + 2\, s_{12}')^2,\ b'_0 = 2\,(1 + 2\, s_{12}' + 2\, s_{12}'^2).$$

Für unendlich lose Kopplung, d. h. wenn R_{12} und damit s_{12}' sich dem Wert 0 nähert, so nähert sich die Resonanzkurve einer Form, die sich durch Multiplikation der Ordinaten der Resonanzkurven der einzelnen Kreise ergibt, wie man aus den vorstehenden Gleichungen leicht erkennt. Es wird dann nämlich:

$$a_0' = 1,\ b_0' = 2,\ A_2'^2 + B_2'^2 = (1 + U_1'^2)^2.$$

Für unendlich feste Kopplung, d. h. wenn der Ohmsche Widerstand R_{12} ganz entfernt wird, also unendlich wird, erhält man die Resonanzkurve des Systems:

$$R_1' + R_2' + i\left[\omega\,(L_1' + L_2') - \frac{1}{\omega}\left(\frac{1}{C_1'} + \frac{1}{C_2'}\right)\right],$$

also dieselbe Resonanzkurve, wie die jedes einzelnen Kreises. Die Resonanzkurven bei endlicher Kopplung liegen zwischen diesen beiden Extremfällen. In Fig. 8 sind diese Kurven für $s_{12}' = 0$, $s_{12}' = 1$ und $s_{12}' = \infty$ gezeichnet. Man erkennt hieraus, daß bei nicht zu loser Kopplung die Resonanzkurve nur unwesentlich schärfer ist als die eines einfachen Kreises.

Von den abgeleiteten Eigenschaften der Ohmschen Kopplung kann man nun eine für die Praxis wichtige Anwendung machen[15]). Es ist häufig wünschenswert, störende Wellen, die in großer Nähe der aufzunehmenden Welle liegen, zu unterdrücken. Man hilft sich hier sonst einfach durch Entkopplungen, d. h. z. B. durch Kopplungsglieder mit gemischter Kopplung, in denen Induktivität und Kapazität hintereinander geschaltet sind. Der Nachteil solcher Kopplungsglieder ist nun der, daß sie die Resonanzkurven der zu koppelnden Systeme in unübersehbarer Weise verzerren und verschieben. Dem kann man nun dadurch begegnen, daß man parallel zu dem Entkopplungsglied einen großen Ohmschen Widerstand schaltet. An der Entkopplungsstelle wird man dann infolge der Wirkung des Entkopplungsgliedes die gewünschte Nullstelle erhalten, zu beiden Seiten der Nullstelle wird aber sehr bald die Wirkung der Ohmschen Kopplung stark überwiegen und über den ganzen Bereich der Resonanzkurve vorherrschend bleiben. Es wird also die Resonanzkurve des ganzen Gebildes gegenüber der eines einzelnen Kreises nur in der oben gezeigten Weise etwas verschärft, dagegen das Maximum nicht verschoben und auch kein weiteres Maximum erzeugt, was bei alleiniger Verwendung des Entkopplungsgliedes stets der Fall ist.

[15]) Die Anregung zur Untersuchung der nachstehend geschilderten Wirkung der Ohmschen Kopplung wurde mir von Herrn Dr. Riegger gegeben.

Als Beispiel sei die Schaltung nach Fig. 9 betrachtet:

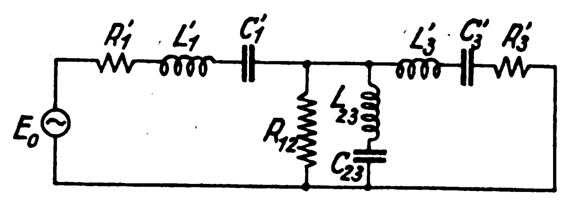


Fig. 9.

Hierin ist: $L_1' = L_3'$, $C_1' = C_3$, $L_{23} = 10\, L_3'$,

$$\omega_2 = \omega_3 = 0{,}95\, \omega_1,\quad \omega_3' = \frac{1}{\sqrt{L_3' C_3'}} = \omega_1.$$

$R_1' = 0{,}2\, R_{12} = 0{,}096\, R_3'$, $D_1 = D_3 = 0{,}05$, $D_2 = 0{,}044$. Die Berechnung der Resonanzkurve, bezüglich deren auf die von H. Riegger[16]) angegebenen Formeln verwiesen sei, ergibt eine Resonanzkurve, wie Fig. 10 zeigt.

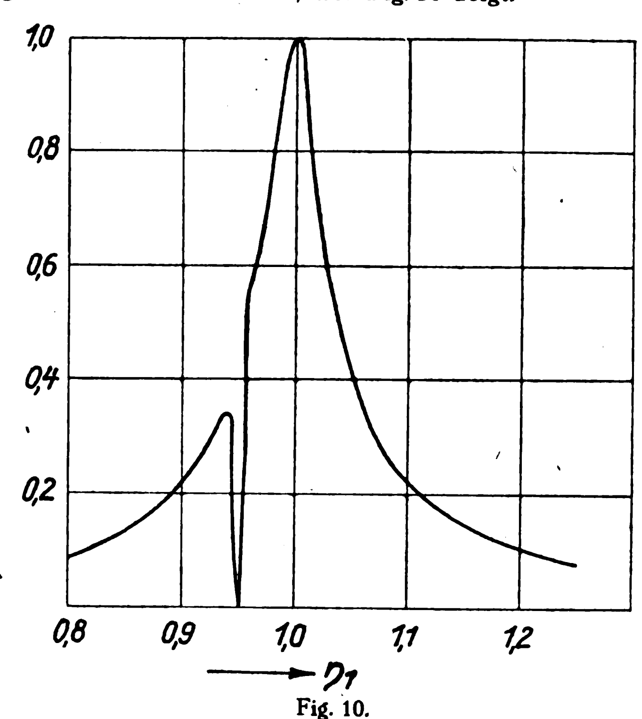


Fig. 10.

Um zu einer so scharfen Nullstelle zu gelangen, ist es notwendig, die Dämpfung des Entkopplungsgliedes klein, also L_{23} groß zu wählen. Um die durch die große Spule L_{23}

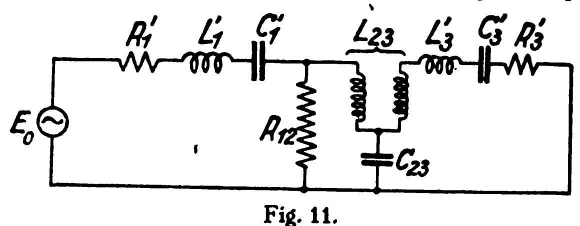


Fig. 11.

entstehende Ohmsche Kopplung, die einen Stromübergang an der Nullstelle zur Folge haben würde, zu vermeiden, kann man die Schaltung auch nach Fig. 11 vornehmen.

[16]) Siehe H. Riegger [3]) a. a. O. S. 202.

(Fortsetzung folgt.)

Referate.

J. Waszik. Beitrag zur Erklärung der elektrischen Anziehung, die als Johnson-Rahbek-Phänomen bezeichnet wird. (Zeitschrift f. techn. Physik **5** (1924), Heft 1, S. 29.)

Verfasser beschreibt einen Versuch, mit dessen physikalischer Deutung die elektrische Anziehung nach Johnson-Rahbek (vgl. Z. f. techn. Phys. **2** (21) 11, **4**, (23) 1) erklärt werden kann. Er beobachtet an zwei glatten eben polierten metallischen Polen, die mit den polierten Flächen leicht aufeinander gelegt und in einen Stromkreis eingeschaltet sind, bei 100 Volt angelegter Spannung keinen Stromgurchgang in einem Milliamperemeter. Voraussetzung hierfür ist, daß die Pole glänzend ohne Streifen poliert sind und sie nur leicht aufeinander liegen.

Bei einer Anordnung, bei welcher der eine untere Pol schwimmend auf einer Quecksilberfläche ruht, der andere an einem Wagebalken hängt und beide Pole sich ebenfalls nur lose berühren, zeigt sich der gleiche hohe Widerstand des Stromkreises. Gleichzeitig ist eine meßbare Anziehungskraft zwischen den beiden Polen vorhanden. (Hier z. B. pro 1 cm²: b. 100 Volt 5,126 g, 200 Volt 10,322 g; pro 0,5 cm²: 100 Volt 2,978 g, 200 Volt 5,164 g.) Zur Vermeidung von Kurzschlüssen sind in den Stromkreis hohe Widerstände eingeschaltet.

Verfasser hält die beschriebene Erscheinung im Wesen für dieselbe wie das Johnson-Rahbek-Phänomen. Als wesentlich wird die nicht näher bekannte flüssige oder gasförmige Schicht, die die glatte Oberfläche der Kontakte bedeckt, angesehen.

Nach Ansicht des Verfassers spielen die bei diesem Phänomen benutzten Halbleiter nur die Rolle der bei der Anordnung des Verfassers benutzten Schutzwiderstände. Die Tatsache, daß die Anziehungskraft langsamer als quadratisch mit der Spannung zunimmt

$$\left(K = \frac{\sigma \cdot F \cdot V^2}{8\pi \cdot \delta^2}\right),$$

wird mit der Annahme einer Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten von der Spannung erklärt. E. Döring.

E. Alberti und **G. Zickner.** Leistung und Wellenlänge des Röhrensenders mit innerer Rückkoppelung (Arch. f. Elektrot. XIII, S. 1, 1924).

Die Kühnsche oder Huthsche Senderschaltung ist charakterisiert durch die Selbsterregung infolge von Rückkoppelung über die Kapazität zwischen Anode und Gitter der Röhre und durch die Abstimmbarkeit des Gitterkreises. Die gekennzeichnete Art der Rückkoppelung sei als „innere Rückkoppelung" bezeichnet, im Gegensatz zu der meist üblichen magnetischen oder elektrischen Rückkoppelung, welche außerhalb der Röhre erfolgt. Die Bezeichnung ist analog der gewöhnlichen Ausdrucksweise „innerer" und „äußerer Widerstand" der Röhre gewählt.

Die in der vorliegenden Arbeit mitgeteilten Messungen der Leistung und Wellenlänge des erwähnten Senders wurden im Zusammenhang mit Untersuchungen [1]) über die Kurvenform und Phase der erzeugten Schwingungen ausgeführt. Dabei wurde besonders der Zustand, bei welchem die gesamte Selbstinduktion des Arbeitskreises gleichzeitig die gesamte Selbstinduktion des Anodenkreises ist (Schaltung 1), unterschieden von dem Zustand günstigsten Kombinationswiderstandes im Anodenkreise (Schaltung 2). Für den ersten Fall liegen bereits theoretische Arbeiten vor. Beide Schaltungen unterscheiden sich wesentlich nur durch das Verhalten der Leistung.

Zunächst wurden bei konstant gehaltenem Gitterkreis Schwingungsstromstärke und Wellenlänge in Abhängigkeit von der Kapazität des Arbeitskreises aufgenommen. Aus dem Strom und dem nach Lindemann [2]) gemessenen Wirkwiderstand des Arbeitskreises läßt sich die Leistung berechnen. Aus Gründen der Übersichtlichkeit empfiehlt es sich, nicht die Kapazität des Arbeitskreises, sondern seine Eigenschwingung λ_1 für die zeichnerische Darstellung als Abszisse zu wählen. Mit der Selbstinduktion des Arbeitskreises als Parameter erhält man alsdann ein fächerförmiges Büschel von Kurven, deren jede ein Maximum aufweist. Die Leistung ist daher bei Schaltung 1 abhängig von dem Verhältnis von Selbstinduktion zu Kapazität $\left(\frac{L}{C}\right)$ im Arbeitskreise. Beim Wachsen dieses Verhältnisses wandert das Leistungsmaximum zu größeren Eigenwellen des Arbeitskreises.

Trägt man die für verschiedene Verhältnisse $\frac{L}{C}$ gefundenen Leistungsmaxima in Abhängigkeit von der Selbstinduktion (oder Windungszahl) der Arbeitskreisspule auf,

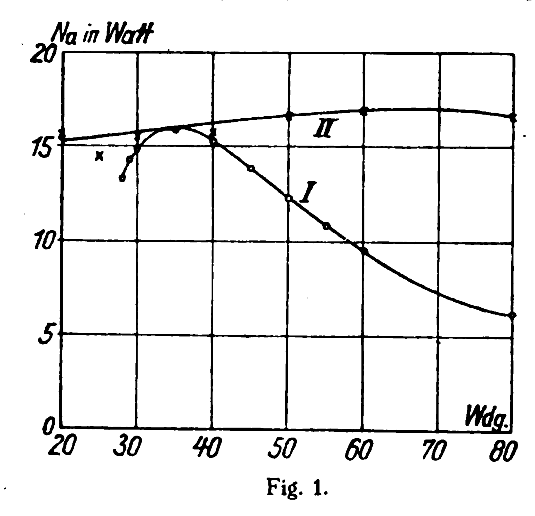


Fig. 1.

so erhält man die in Fig. 1 mit *I* bezeichnete Kurve, die, wie man sieht, für ein bestimmtes $\frac{L}{C}$ ein absolutes Maximum aufweist. Ein Maximum von gleicher Größe läßt sich nun, wie man zuerst praktisch gefunden hat, für ein anderes $\frac{L}{C}$ auch dadurch erreichen, daß man den Anschlußpunkt des Anodenkreises an die Spule des Arbeitskreises anders wählt. Man bringt dadurch den im Anodenkreis liegenden Kombinationswiderstand auf den von der Theorie geforderten günstigsten Wert. Die übliche Verwendung einer dem Anoden- und Arbeitskreis teilweise gemeinsamen Spule hat in der Praxis zu der Bezeichnung „günstigste Anodenkoppelung" geführt.

[1]) Vgl. E. Alberti und G. Zickner, Jahrb. d. drahtl. Telegr. **19**, 2, 1922.

[2]) R. Lindemann, Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 28, **1909**.

Die in analoger Weise wie bei Schaltung 1 für die Schaltung 2 (günstigster Kombinationswiderstand) ausgeführte Kurvenaufnahme ergibt, daß hier sämtliche Kurven praktisch aufeinanderfallen. Die Leistung ist also unabhängig vom Verhältnis $\frac{L}{C}$ im Arbeitskreise, das Maximum liegt stets bei der gleichen Eigenschwingung des Arbeitskreises, sein Wert bleibt konstant. Die Darstellung der Maximalleistung in gleicher Weise wie bei Schaltung 1 ergibt die Kurve II, Fig. 1. Die Wellenlänge ist, wie bereits von anderer Seite [3]) theoretisch abgeleitet wurde, stets größer als die Eigenschwingung des Arbeits- sowohl wie des Gitterkreises. Sie

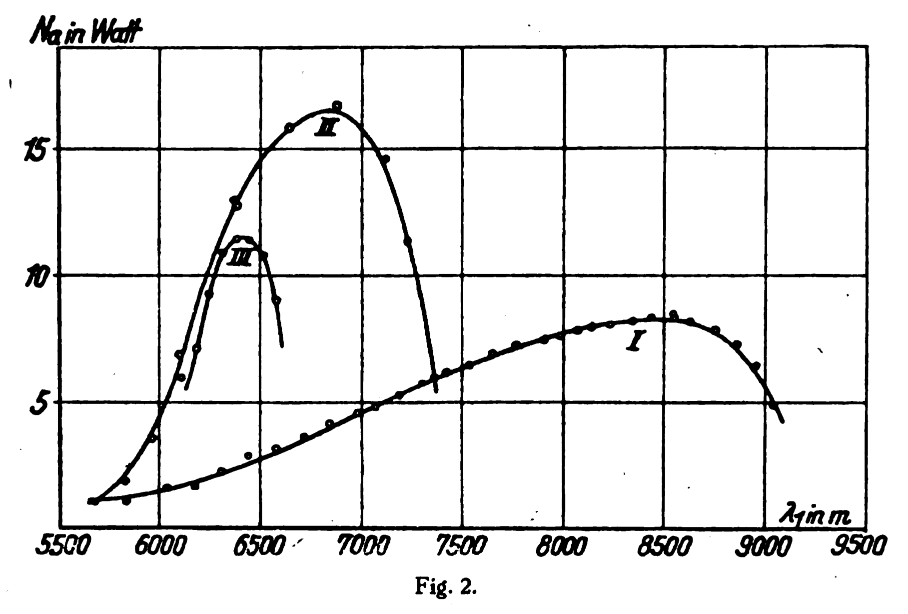


Fig. 2.

ist im Gebiete nennenswerter Leistung, wiederum im Einklang mit der Theorie, in erster Linie von der Einstellung des Arbeitskreises abhängig und liegt im allgemeinen in der Nähe von dessen Eigenschwingung.

Was den Einfluß des Gitterkreises anlangt, so bestimmt er in erster Linie den Wellenlängenbereich, in dem Schwingungen möglich werden. Bei Verkleinerung des Verhältnisses $\frac{L}{C}$ im Gitterkreis und Konstanthaltung des Arbeitskreises verschiebt sich dieser Bereich (in Schaltung 1 und 2) immer weiter in das Gebiet kleinerer Wellenlängen. Entsprechend wandert auch das Leistungsmaximum. Diese Verschiebung ist in Fig. 2 dargestellt. Parameter ist hier das Verhältnis $\frac{L}{C}$ im Gitterkreise, welches für Kurve II das bei den oben beschriebenen Versuchen konstant gehaltene ist, während es für Kurve I einen großen, für Kurve III einen kleinen Wert besitzt. Die Eigenwelle des Gitterkreises blieb in allen Fällen gleich 6000 m. Bei größeren Kapazitäten im Gitterkreise können daher nur Wellen erregt werden, die in unmittelbarer Nähe der Eigenschwingung des Gitterkreises liegen. Diese Erscheinung im Verein mit der Tatsache, daß die Leistungskurven bei weiterer Vergrößerung der Gitterkreiskapazität einen immer spitzeren Verlauf zeigen, hat offenbar zu der verbreiteten, irrtümlichen Vorstellung Anlaß gegeben, es handle sich um eine Resonanz zwischen Gitter- und Arbeitskreis.

Dämpfung und Rückkoppelung wirken auf die erregte Wellenlänge qualitativ im Sinne der Theorie. Zickner.

---

[3]) H. Rukop und J. Haußer, Telefunkenztg., Nr. 25, 34, 1922; Ztschr. f. techn. Phys. 4, 101, 1923; F. Weichart, Ztschr. f. Fernmeldetechn. 4, 24, 1923.

H. Greinacher. Über die Beseitigung der Wechselstromparasiten bei Gleichstrom-Verstärkerröhren. (Zeitschrift für Physik **23**, Seite 379—387, Heft 6, 10. 5. 1924, mit 3 Figuren.)

Drei-Elektronenröhren in den üblichen Schaltungen zur Verstärkung schwacher Gleichströme sind bekanntlich sehr empfindlich gegen jede Art Veränderungen in der elektrischen Beschaffenheit der Umgebung. Selbst wenn man durch bestmögliche Isolation elektrische Ableitung und direkte Beeinflussung durch fremde Ströme vermeidet, wirken noch immer Veränderungen in der Anordnung der Leiter in der Nähe des Aufbaues merklich auf den Betrag der Verstärkung ein, vor allen Dingen aber ist die Qualität des verstärkten Gleichstromes ungeheuer empfindlich gegenüber in der Nähe fließenden Wechselströmen.

Ein wirksamer Schutz gegen die erstgenannte, elektrostatische Beeinflussung: Einbau der Röhren in einen Leiter (Faradaykäfig) läßt sich leicht ausführen. Da durch das elektromagnetische Feld von Wechselströmen jedoch auch die Zuleitungen induziert werden, müßte man zur Vermeidung von Störungen hierdurch überdies den gesamten Apparat (möglichst mit Beobachter) mit einem weiteren Faradaykäfig umgeben, wenn dieser Maßnahme nicht große Schwierigkeiten der Handhabung gegenüberständen

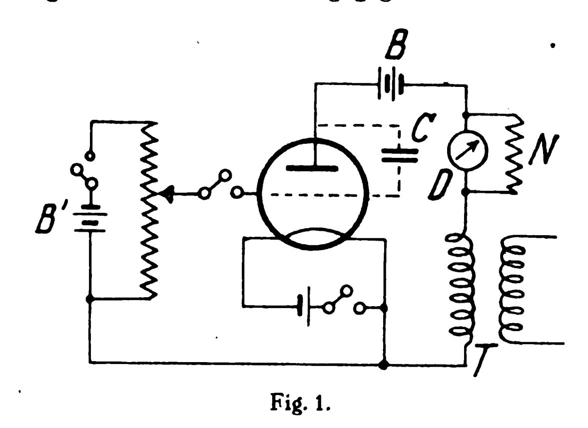


Fig. 1.

Der Verfasser der vorliegenden Arbeit untersucht den Einfluß nieder- und hochfrequenter Wechselströme auf durch Elektronenröhren verstärkten Strom und findet, daß dieser gegen jene bereits unempfindlich wird, wenn zu Anode und Kathode ein Kondensator parallel geschaltet wird.

Untersuchung des Einflusses niederfrequenten Wechselstroms geschah in einer Schaltung nach Fig. 1. Im Anodenkreis: Batterie *B*, Drehspulengalvanometer *D* mit Nebenschluß *N*, Transformator *T* zur Übertragung der künstlichen Störung durch Wechselstrom von veränderlicher Spannungsamplitude. Gitter durch Batterie *B'* auf konstantem Potential. Ergebnis: Bei steigender Wechselspannungsamplitude fällt zuerst der Anodenstrom, bei weiterem Steigen der Störamplitude steigt er über den ursprünglichen Betrag. Der anfängliche Abfall verschärft sich, wenn die Induktivität Gitter-Anode durch Parallelschalten eines Kondensators *C* (in Fig. 1 gestrichelt) erhöht wird.

Untersuchung des Einflusses hochfrequenter Wechselströme durch Schaltung nach Fig. 2. Anordnung wie vorhin,

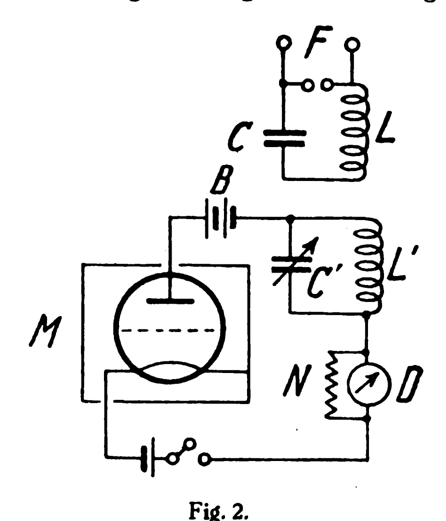


Fig. 2.

doch im Anodenkreis statt des Transformators *T* ein Schwingungskreis *C' L'*, dem sich die im stark gedämpften Schwingungskreis *C L* durch eine Funkenstrecke *F* stoßerregten Schwingungen aufprägen. *M* Mettallkäfig, mit Kathode leitend verbunden. Ergebnis: Verringerung des Anodenstromes nach Art einer durch Nebeneinflüsse beeinflußten Resonanzkurve zeigt Fig. 3. Bei geringerer Entfernung beider Schwingungskreise tritt für solche Werte von *C'*, bei

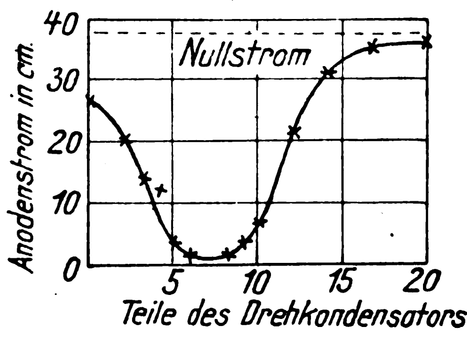


Fig. 3.

denen die Eigenschwingung beider Kreise nahezu übereinstimmt, völlige Abschnürung des Anodenstromes ein. Bei Schaltung des Kreises *C' L'* an das Gitter werden die durch ihn übertragenen Störungen entsprechend der Wirkung der Röhre als Verstärker natürlich besonders merklich.

Abhilfe gegen ungewollte Wechselstörungen: Verringerung der Gitter-Anoden-Kapazität durch entfernte Lage der Zuführungsdrähte, am besten an Röhren mit getrennter Zuführung zum Gitter. Vollkommeneres Mittel: Ausgleich der Wechselspannungen dadurch, daß man zwischen der Anode und einem Heizdrahtende eine große Kapazität schaltet. Anschaltpunkte in möglichster Nähe des metallischen Schutzkastens *M*. Störungen durch starke Entladungen in anderen Zimmern konnten hierdurch gut, in demselben Raum befriedigend unterdrückt werden.

Bedeutung der vorliegenden Untersuchung, z. B. zur Messung kleiner nahezu reiner Gleichströme und zur Bestimmung eines Mittelwerts pulsierender Ströme.

Otto Emersleben.

Zeitschriftenschau.

1923. II. Teil.

Wilhelm Fischer.

E. Alberti und G. Leithäuser. Eine neue Indikatormethode zur Wellenlängenmessung am Empfänger und ihre Anwendung zur Bestimmung der Betriebswellenlänge einiger Radiostationen. E. T. Z. 1923, S. 1027—1030 mit 3 Abb. (vgl. Referat im Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph., Bd. **23**, S. 95).

H. Barkhausen. Die wirtschaftlichste Heizung von Elektronenröhren. E. T. Z. 1923, S. 616, mit 1 Abb. (vgl. Referat im Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph., Bd. **23**, S. 96).

Sven Benner. Eine Differentialmethode zur Messung von Kapazitäten mit Verlusten. Zeitschr. f. Phys. **16**, S. 100 - 102, 1923, mit 1 Figur.

An einen Schwingenerzeuger werden zwei Resonanzkreise gleich fest gekoppelt und so abgeglichen, daß ihre Resonanzkurven sich decken. Zum Nachweis dienen zwei Thermokreuze in den Resonanzkreisen, welche auf ein gemeinsames Galvanometer aber gegeneinander arbeiten, so daß bei genauer Abgleichung der Frequenz und Dämpfung der Ausschlag verschwindet. Der zu messende Kondensator wird in den einen Kreis eingeschaltet und die Abgleichung wiederholt. Aus den Differenzbeträgen ergibt sich Kapazität und Verlustwiderstand.

A. Bley. Experimentelle Untersuchung an Hochfrequenzverstärkerröhren. Arch. f. Elektrot. **12**, S. 124—143, 1923, mit 16 Abb. (vgl. Referat im Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph., Bd. 24, S. 16).

Werner Braunbek. Die Vorgänge in einer Elektronenröhre unter Einwirkung eines Magnetfeldes. Zeitschr. f. Phys. **17**, S. 117—136, 1923 mit 14 Figuren.

Aus der Zusammenfassung: „Es wird eine anschauliche Theorie der Elektronenbewegung unter gleichzeitiger Einwirkung eines beliebigen elektrischen Feldes und eines homogenen Magnetfeldes entwickelt. Die Anwendung der Theorie auf die Vorgänge in einer Drei-Elektrodenröhre unter Einwirkung eines Magnetfeldes wird für zwei Typen durchgeführt . . . . Die wichtigste Einwirkung besteht in einer Verminderung des Emissionsstromes durch vollständiges Zurücklaufen eines Teiles oder aller Elektronen. In der Charakteristik äußert sich dies darin, daß bei vollkommen rotationssymmetrischen Röhren der Emissionsstrom nach Durchschreiten einer gewissen Grenzgitterspannung rasch von Null auf seinen Maximalwert steigt . . . Eine Änderung der Verteilung des Emissionsstromes auf Anode und Gitter bewirkt, daß bei positiven Gitterspannungen die starken Anstiege des Emissionsstromes durch einen erhöhten Gitterstrom für den Anodenstrom illusorisch gemacht werden . . . ."

Dreßler. Hochfrequenztelephonie längs Kraftleitungen. E.T.Z. 1923, S. 732—733, mit 10 Abb.

Für den Verkehr mehrerer Stationen eines verzweigten Netzes werden die Vorteile des Einwellenverkehrs gegenüber dem Zweiwellenverkehr hervorgehoben. Infolge der größeren Lautstärke können Sender unter 5 Watt verwendet werden und damit nach

den derzeitigen Bestimmungen der Post längere Sendewellen. Diese erzielen infolge der geringeren Hautwirkung in den Leitungen größere Reichweiten. Von Habann ist für diese Zwecke eine Senderöhre mit gleichzeitig elektrischer und magnetischer Beeinflussung des Elektronenstromes entwickelt worden. Für den Zweiwellen-Wechselverkehr mehrerer Stationen eines Netzes wäre zwischen je 2 Stationen ein besonderes Wellenpaar nötig. Da in einem Netz mit Starkstromtransformatoren und kapazitiver Kopplung der Hochfrequenzaggregate immer resonanzfähige Kreise vorhanden sind, ist eine solche Vielfachabstimmung auch mit Brückenschaltungen nicht mehr möglich. Es ist also nur Radialverkehr von der Zentrale mit den Außenstationen im Zweiwellenverkehr möglich. Beim Einwellenverkehr dagegen können alle Stationen miteinander in Verbindung treten. Habann hat ein Einwellengerät mit Anrufsignal ausgebildet, das außerdem zur Kontrolle Morseniederschrift ermöglicht.

R. Ettenreich. Der Spannungsabfall an Elektronenröhren. Zeitschr. f. techn. Phys. **4**, S. 477—480, 1923, Nr. 11, mit 14 Fig. (vgl. Referat im Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph., Bd. 24, S. 18).

Otto Feustner. Messungen an Elektronenröhren. Zeitschr. f. Fernmeldetechnik **4**, S. 74—76 u. 83—86, 1923, mit 11 Abb. (Referat folgt.)

Gesellschaft für drahtlose Telegraphie. Der Wellenmesser als Ersatz für den Oszillographen. E. T. Z. 1923, S. 757—758, mit 8 Abb.

Der oft unbequemen Analyse verzerrter Stromkurven durch Fouriersche Reihen aus Oszillographenaufnahmen wird nicht nur bei Hochfrequenz, sondern auch bei Niederfrequenz die Bestimmung der einzelnen Harmonischen nach Frequenz und Amplitude mit Hilfe eines Wellenmessers von bekannter Dämpfung vorgezogen. Die Methode ist viel empfindlicher als die Oszillographenaufnahmen; es können Amplitudenverhältnisse der Größenordnung 1 : 10 000 noch nachgewiesen werden. Es fehlt jedoch die Möglichkeit der Phasenbestimmung.

E. J. Gumbel. Verstärkertheorie des Röhrensenders. Zeitschr. f. techn. Phys. **4**, S. 213—220, 1923, Nr. 5, mit 7 Abb. (vgl. Referat im Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph., Bd. **23**, S. 94).

Kurt Heegner. Über elektrisch und magnetisch gekoppelte, durch Elektronenröhren erregte Schwingungskreise. I. Teil Arch. f. Elektrot. **11**, S. 239—266, 1922; II. Teil Arch. f. Elektrot. **12**, S. 211—226, 1923. (vgl. Referat im Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph., Bd. **24**, S. 20).

— Über das Auftreten von Schwebungen bei rückgekoppelten Schwingungen. I. Teil Zeitschr. f. Phys. **13**, S. 392—404, 1923; II. Teil Zeitschr. f. Phys. **19**, S. 246—270, 1923 (vgl. hierzu K. Heegner, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. **22**, S. 73—80, 1923).

Walter Kopp. Untersuchung stehender elektromagnetischer Wellen mit ungedämpfter Erregung. Ann. d. Phys. **72**, S. 525—548, 1923, Heft 23, mit 20 Fig.

Die Beobachtung L. Bergmanns (Dissertation Gießen 1921; Ann. d. Phys. **67**, S. 13, ff. 1922) bei stehenden elektromagnetischen Wellen (mit einem Barkhausen-Kurz'schen Röhrensender für 2 m-Wellen vor einem Metallschirm), wonach die Amplitude von der Stellung des Senders in einem Knoten oder Bauch abhängt, wird zunächst experimentell bestätigt, entgegen dem Resultat der theoretischen Entwicklung. Die Messungen werden dabei in demselben Raum wie von Bergmann gemacht. Die Fortsetzung der Messungen im Freien bestätigt jedoch die Theorie bis auf eine geringe Abhängigkeit, welche als Rückwirkung auf den Sender zu erkennen ist, und erklärt den Gegensatz der ersten Beobachtungen durch den Einfluß von Fremdreflexion im geschlossenen Raum.

A. Palm. Die Glimmröhre als Spannungsnormal zur Messung von Spannungsscheitelwerten. Zeitschr. f. techn. Phys. **4**, S. 233—245, 258—270, 1923, Nr. 6 u. 7, mit 12 Abb. (vgl. Selbstreferat im Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. **23**, S. 18.)

W. Rogowski. Die elektrische Festigkeit am Rande des Plattenkondensators. Ein Beitrag zur Theorie der Funkenstrecken und Durchführungen. Arch. f. Elektrot. **12**, S. 1—15, 1923, mit 15 Abb.

Es wird theoretisch nachgewiesen, daß die Feldstärke E am Rande eines ebenen Plattenkondensators bei unendlich dünnen Elektroden unendlich groß wird (Maxwell). Rundet man den Rand nach der Form einer Niveaufläche ab, so nimmt die Randfeldstärke ab. Für die Randkurve, bei welcher die maximale Feldstärke in das Kondensatorinnere tritt, wird die Gleichung angegeben. Für endliche Plattendicke wird ein von Kirchhoff gezeigter Weg eingeschlagen, der mit einer von H. A. Schwartz angegebenen Methode der konformen Abbildung zu dem Ergebnis kommt, daß auch hier sowohl an der inneren wie an der äußeren Kante die Feldstärke unendlich groß wird, die Saumbreite jedoch mit wachsender Plattendicke abnimmt.

Hans Rukop und **Isolde Haußer-Ganswindt.** Die Anzahl der Eigenfrequenzen im Zwischenkreisröhrensender. Zeitschr. f. techn. Phys. **4**, S. 313—317, 1923, Nr. 9, mit 8 Fig. (vgl. Referat im Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph., Bd. **24**, S. 17).

A. Salb. Das magnetische Feld der verschiedenen Spulenformen. Zeitschr. f. techn. Phys. **4**, S. 369—375, 1923, Nr. 10, mit 13 Fig. (vgl. Referat im Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph., Bd. **23**, S. 96).

H. Schering. Eine zweckmäßige Skala für Drehkondensatoren. E. T. Z. 1923, S. 980 (vgl. Referat im Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph., Bd. **23**, S. 96).

Karl Schmidt. Ein neuer Hochfrequenzmaschinensender für drahtlose Telegraphie. E. T. Z. 1923, S. 910—914, mit 11 Abb. (Referat folgt.)

L. Schüler. Elektrische und mechanische Schwingungen. E. T. Z. 1923, S. 637—640, mit 5 Abb.

Das Wesen der Schiefersteinschen Erfindung der Leistungssteigerung durch abgestimmte mechanische Schwingungssysteme wird auf die Kompensation mechanischer Blindleistung für Massenbeschleunigung begrenzt. Einige Anwendungsversuche werden kritisch betrachtet, besonders der des oszillierenden Motors, der schon von Werner Siemens vorgeschlagen wurde.

H. Schunck. Der Wechselfluß einer Eisenkernspule mit überlagerter Gleichstrommagnetisierung. Arch. f. Elektrot. **12**, S. 428—433, 1923, mit 7 Abb.

Es wird rechnerisch und experimentell gezeigt, daß der mittlere Wechselfluß einer Eisendrossel bei Überlagerung einer Gleichstrommagnetisierung kleiner ist als der von der Gleichstrommagnetisierung allein hervorgerufene Fluß.

N. Semenoff und **Anton Walther.** Über eine Methode der Erforschung von elektrischen Wechselfeldern. Zeitschr. f. Phys Bd. **19**, S. 136—140, 1923, mit 2 Fig.

Das Feld zwischen den Elektroden A und B wird durch eine dazwischengebrachte Sonde in zwei Teilfelder (Kondensatoren) geteilt, deren Verhältnis durch eine normale Brückenanordnung bestimmt wird. Als Nullinstrument dient dabei ein Telephon mit Röhrenverstärker.

H. Stahl. Kann eine Gleichstrommaschine mit magnetischer Rückkopplung in wirtschaftlicher Weise Hochfrequenzstrom erzeugen? Arch. f. Elektrot. **12**, S. 60—66, 1923, mit 6 Abb.

Die normalen Maschinen können, wie Versuche und theoretische Überlegung zeigen, die zur Selbsterregung nötige Wechselstromleistung wegen der hohen Eisenverluste nur bei sehr niedrigen Frequenzen liefern. Verwendung besten Hochfrequenzbleches könnte die erreichbare Frequenz etwa bis 1000 sec. steigern. Bei Vermeidung von Eisen ist eine weitere Steigerung durch Vergrößern des Durchmessers zu erwarten, doch kommen die Dimensionen bald an die Grenze des praktisch Ausführbaren und ergeben keine wirtschaftliche Maschine.

W. W. Tatarinow. Ungedämpfte Schwingungen der elektrostatisch gekoppelten Kreise und ihr mechanisches Modell. Arch. f. Elektrotechn. **12**, S. 16—25, 1923, mit 3 Abb. (vgl. Referat im Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. **23**, S. 97).

H. Thurn. Der 10 KW-Lorenz-Poulsensender in Königswusterhausen. E. T. Z. 1923, S. 609—613, mit 13 Abb. (vgl. Referat im Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph., Bd. **23**, S. 96).

— Der deutsche Rundfunk. E. T. Z. 1923, S. 1093—1094.

Es wird über die Organisation des Rundfunkdienstes in Deutschland, über die technischen und wirtschaftlichen Bedingungen der Reichs-Telegraphenverwaltung für den Bau, Vertrieb und Besitz von Empfangsgerät berichtet.

Friedrich Trautmann. Über den Hochfrequenzwiderstand von geraden Drähten, die mit leitenden Mänteln versehen sind. Ann. d. Phys. **72**, S. 1—29, 1923, Nr. 17, mit 8 Fig. u. 5 Tab. (vgl. Referat im Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph., Bd. **23**, S. 97).

F. Weichart. Röhrensender ohne Rückkopplung. Zeitschr. f. Fernmeldetechn. **4**, S. 24—27, 1923, mit 19 Abb. (vgl. Referat im Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. **23**, S. 45).

J. Zenneck. Die Versuche von Hertz und die drahtlose Telegraphie. Vortrag auf dem Deutschen Physikertag in Bonn, vom 16.—22. September 1923. Physikal. Zeitschr. **24**, S. 420—425, 1923, Nr. 19, mit 9 Fig.

Die Entwicklung von Hertz zur modernen Radiotechnik wird in ganz großen Umrissen vorübergeführt und dabei die gegenseitig befruchtende Zusammenarbeit von Physik und Technik betont.

Patentschau.

Von **Kurt Deumig.**

Schwingungserzeugung.

Senderschaltungen.

D.R.P. 397 477. Verfahren und Einrichtung zum Senden drahtloser Signale. General Electric Company in Schenectady, V. St. A. Patentiert vom 24. Juni 1922 ab. Ausgegeben am 21. Juni 1924.

Wenn eine große Energiemenge für Sendezwecke benutzt wird, erfordert das Aufladen der Antenne zum vollen Potential eine gewisse Zeit. Nach Unterbrechung der Stromzufuhr nach gegebenen Zeichen schwingt die Antenne infolge der in ihr aufgespeicherten Energie noch eine Weile fort. Durch diesen Ausschwingungsvorgang ist der Geschwindigkeit der Zeichenübermittlung eine Grenze gesetzt. Diese Umstände stören beim drahtlosen Telephonieren eine wirksame Modulierung der Energie in der Antenne. Die Erfindung besteht nun in folgendem: Es wird ein Antennensystem verwendet, das aus mehreren, beispielsweise zwei

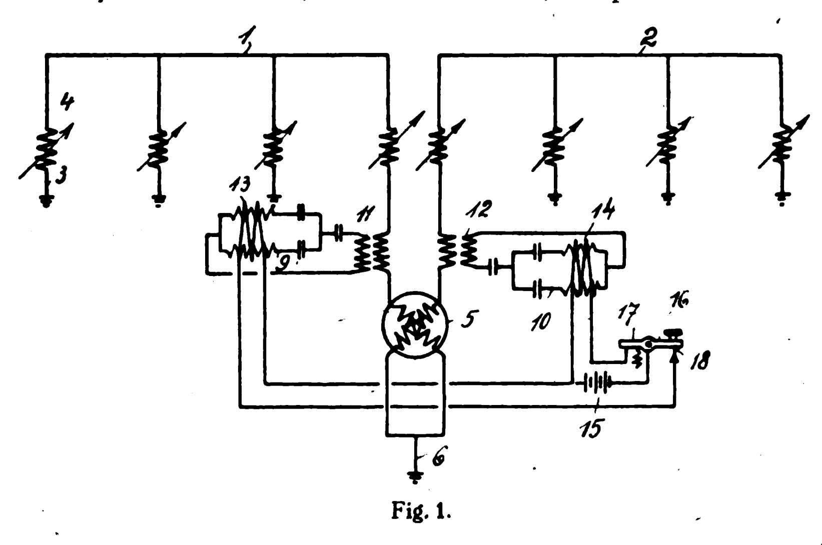


Fig. 1.

getrennten Teilen (1 und 2 in Fig. 1) besteht. Die Antennen sind von solcher Länge und Verteilung, daß sie Richteigenschaften haben. Die Energie liefert eine Hochfrequenzmaschine 5. Mit den Zuführungsleitungen 7 und 8 sind an sich bekannte Verstimmungseinrichtungen, sogenannte magnetische Verstärker 9 und 10, mittels Transformatoren 11 und 12 gekoppelt. Die Sättigungsströme für die Wicklungen 13 und 14 dieser Verstärker werden von einer Gleichstromquelle 15 durch eine Taste 16 mit den Kontakten 17 und 18 geliefert. Durch Änderung der Magnetisierung dieser magnetischen Verstärker beim Zeichengeben können die beiden Teile des Antennensystems gegeneinander verstimmt werden, so daß die Phasen der Ströme in den beiden Hälften des Antennensystems verändert werden und auf diese Art die Änderungen der Intensität der Strahlung im Rhythmus der zu übertragenden Zeichen bewirkt wird.

D.R.P. 397 867. Einrichtung und Schaltungsweise für Telephonie oder Signalgebung bei Röhrensendern. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 14. April 1922 ab. Ausgegeben am 5. Juli 1924.

Die Schaltungsweise ist in Fig. 2 dargestellt. Diese Anordnung ist besonders deshalb vorteilhaft, weil das Besprechungsrohr 11 mit seiner Anode direkt an der Kathode des Schwingungsrohres 4 liegt, wobei letztere ohne weiteres

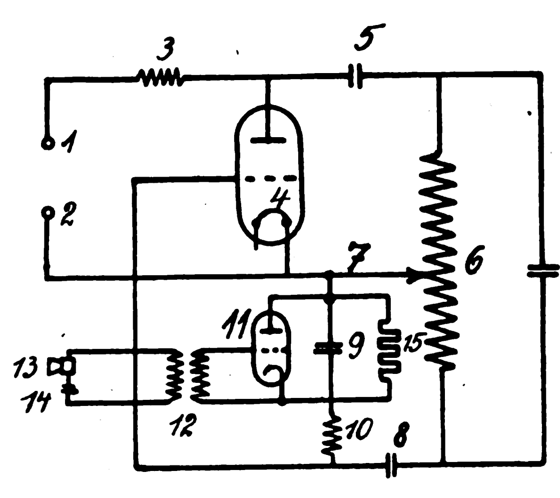


Fig. 2.

geerdet sein kann. Die geheizte Kathode des Besprechungsrohres 11 ist durch die Drossel 10 vor Hochfrequenz geschützt und ein weiterer Hochfrequenzschutz für die Röhre 11 ist der Kondensator 9. In dem Zustande, in welchem dem Gitter der Besprechungsröhre 11 negatives Potential zugeführt wird, also ihr Widerstand unendlich groß ist, kann sich das Gitter der Schwingungsröhre 4, wie bereits erwähnt, nicht entladen, und die Schwingungen im Kreise 6 würden aussetzen. Um zu verhindern, daß die Schwingungen vollständig aussetzen, was zu Sprachstörungen Anlaß geben könnte, ist es zweckmäßig, dem Kondensator 9 noch einen Widerstand 15 parallel zu schalten, der so groß ist, daß gerade die Schwingungen im Kreise 6 nicht abreißen, wenn der Widerstand der Besprechungsröhre 11 unendlich groß ist. Ist es beabsichtigt, durch Beeinflussung im vorgeschriebenen Sinne nicht Sprachlaute aufzubringen, sondern die übliche Tastung für Telegraphiezwecke vorzunehmen, so kann unter Fortlassung des Widerstandes 15 an Stelle der Röhre 11 mit ihrer Besprechungseinrichtung ein gewöhnlicher Taster gelegt werden. Die beschriebene Anordnung kann auch mit Vorteil benutzt werden, wenn die Senderanordnung aus einem sogenannten Steuersender besteht und der eigentliche Betriebssender nur ein Hochfrequenzverstärker ist. Die Beeinflussung des Gitterentladestromes wird dann nicht an der schwingungserzeugenden Röhre des Steuersenders, sondern an der als Verstärker wirkenden Betriebsröhre vorgenommen.

D.R.P. 389 169. Sendeanordnung für Hochfrequenztelephonie. General Electric Company in Schenectady, V. St. A. Patentiert vom 19. September 1922 ab. Ausgegeben am 26. Januar 1924.

Es sind Röhrensenderschaltungen bekannt, bei denen als Speisequelle für die Anodenspannung ein Wechselstromgenerator benutzt wird. Ferner sind Eisendrosseln mit überlagerter Magnetisierung als Steuervorrichtung für Hochfrequenzströme bekannt. Gegenstand dieser Erfindung ist es nun, eine derartige Steuerung in Verbindung mit einem

durch Wechselstrom gespeisten Röhrensender dadurch besonders wirksam zu machen, daß die Steuerdrossel direkt an die Energieabgabeseite des Wechselstromgenerators gelegt wird. Dann wird die Energieabgabe des Wechselstromgenerators durch Veränderung der Impedanz des eisenmagnetischen Nebenschlusses entsprechend der Sprachfrequenz gesteuert. Der Vorteil der Anordnung ist ein doppelter. Einmal werden die bei Röhrensendern sonst üblichen kostspieligen Steuerröhren vermieden und zweitens wird die Dimensionierung der Drossel bei deren Verlegung an die Maschine unabhängig von der beim Röhrensender stets beliebig wählbaren Hochfrequenz, indem sie lediglich der konstanten Maschinenfrequenz anzupassen ist.

D.R.P. 394 486. Verfahren und Anordnung zur Zeichengebung mit elektrischen Wellen, insbesondere zur Telephonie. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und Dr.-Ing. Ludwig Kühn in Berlin. Patentiert vom 15. Oktober 1919 ab. Ausgegeben am 17. April 1924.

Gegenüber anderen bekannten Schaltungen wird durch diese Erfindung der Vorteil erreicht, daß ein Abreißen der Schwingungen trotz der angewandten Gitterbeeinflussung eine Sprachverzerrung, die bis zur völligen Unverständlichkeit steigen kann, ausgeschlossen wird. Fig. 3 zeigt ein

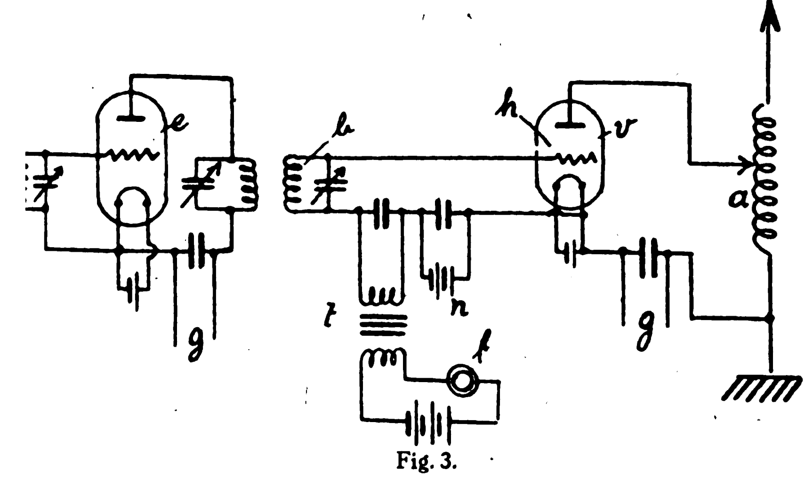


Fig. 3.

Ausführungsbeispiel. Der Antennenschwingungskreis *a* wird mit dem Gitterschwingungskreis *b* auf annähernd gleiche Schwingungszahl eingestellt, so daß mit dieser Zwei-Kreisschaltung in bekannter Weise dauernde Hochfrequenzschwingungen erzeugt werden. Die Beeinflussungsströme, beispielsweise herrührend von einem Mikrophon, werden dem Gitterkreis *h* über einem Transformator *t* zugeführt. Die dauernde Fremderregung wird durch ein Entladungsgefäß *e* gleichfalls in bekannter Zwei-Kreisschaltung erzeugt. Die Schwingungen des Entladungsgefäßes *e* haben zweckmäßig gleiche Frequenz wie diejenigen der Schwingungserzeugerschaltung mit dem Entladungsgefäß *v* und werden dem Gitterkreis *h* des letzteren Entladungsgefäßes zugeführt. Sie erregen diesen dauernd und verhindern daher, daß selbst bei stärkster Beeinflussung der durch das Entladungsgefäß *v* in seiner Schaltung erzeugten Schwingungen die letzteren länger als höchstens eine Halbperiode unterbrochen werden. Das Mikrophon *f* kann also die erzeugten Hochfrequenzschwingungen in denkbar größtem Maße beeinflussen, d. h. also bis zum völligen Nullwert der erzeugten Hochfrequenzschwingung, und trotzdem wird diese niemals in praktisch irgend störender Weise längere Zeit unterbrochen bleiben.

D.R.P. 397 006. Sender für drahtlose Telephonie und Telegraphie. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 30. August 1921 ab. Ausgegeben am 13. Juni 1924.

Das neue Merkmal des Senders besteht darin, daß der in den Stromweg der elektrischen Schwingungen geschaltete Luft- oder Gasstrahl durch Druck aus einer Düse erzeugt und gegen eine Prallscheibe gelenkt und dieser Druckstrahl durch die akustischen Schwingungen oder durch einen mittels Morsetaste gesteuerten Tonsummer beeinflußt wird. Ein solcher unter Druck stehender Luft- oder Gasstrahl kann bedeutend leichter und sicherer als eine Funkenstrecke in gewünschtem Rhythmus gesteuert werden. Auch

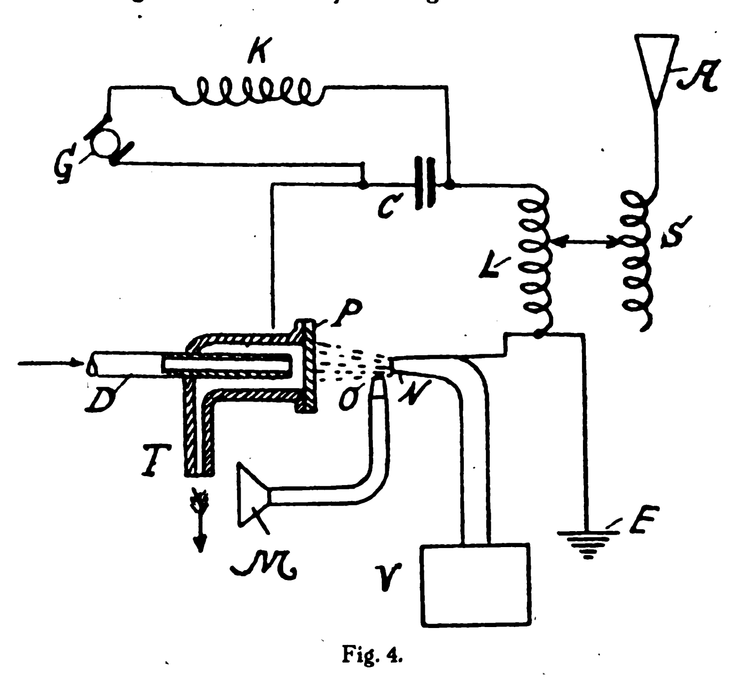


Fig. 4.

kann durch entsprechende Einstellung des Druckes die erforderliche Geschwindigkeit und Stärke des Druckstrahles erreicht werden, um die Höchstwirkung in bezug auf genaue Beeinflussung und Lautübertragung zu erzielen. An Stelle von gewöhnlichen Luftstrahlen kann z. B. auch Leuchtgas verwendet werden, das durch Anreicherung mittels Salze, wie Natrium oder Kalium, leitfähiger gemacht ist. Ein Ausführungsbeispiel zeigt Fig. 4. Die Kapazität *C* bildet in Verbindung mit der durch einen Luft- oder Gasstrahl überbrückten Strecke *N*—*P* und der Induktanz *L* den primären Schwingungskreis. Die Düse *N*, die vorzugsweise aus Kupfer, Silber, Messing, Wolfram od. dgl. besteht, wird mit Gas oder Luft unter einem hohen Druck von 4—12 kg auf den Quadratzentimeter von einem Speicherbehälter *V* aus gespeist. Der Gas- oder Luftstrahl trifft gegen eine als Elektrode dienende Aufprallplatte *P*, die hohl ausgebildet ist und durch Wasser gekühlt werden kann, das über das Rohr *D* eintritt und durch den Stutzen *T* abläuft. Das Mundstück *M* mit angeschlossenem Rohr *O* dient zum Beeinflussen des Gas- oder Luftstrahles zwischen den Elektroden *N*, *P*.

Empfangsanordnungen.

D.R.P. 395 439. Einrichtung zum störungsfreien Empfang drahtloser Signale. General Electric Company in Schenectady, V. St. A. Patentiert vom 24. Juni 1922 ab. Ausgegeben am 8. Mai 1924.

Die Einrichtung besteht darin, daß ein geschlossener Schwingungskreis und eine aus Selbstinduktion und Kapazität bestehende Serienkombination, die beide mit der Störfrequenz in Resonanz sind, in der Antenne angeordnet

sind und beide Kreise mit dem Empfangskreis gekoppelt und so bemessen sind, daß für die Störfrequenz der resultierende Widerstand des geschlossenen Kreises annähernd gleich dem Widerstand der Serienkombination ist. Ein Ausführungsbeispiel zeigt Fig. 5. Die Empfangsantenne 1 enthält außer der gewöhnlichen Abstimmspule 2 zwei besondere Abstimmelemente, und zwar einen auf die Störfrequenz abgestimmten geschlossenen Kreis, bestehend aus der Induktanz 3 und der Kapazität 4, und eine auf die gleiche Frequenz abgestimmte Serienanordnung, bestehend

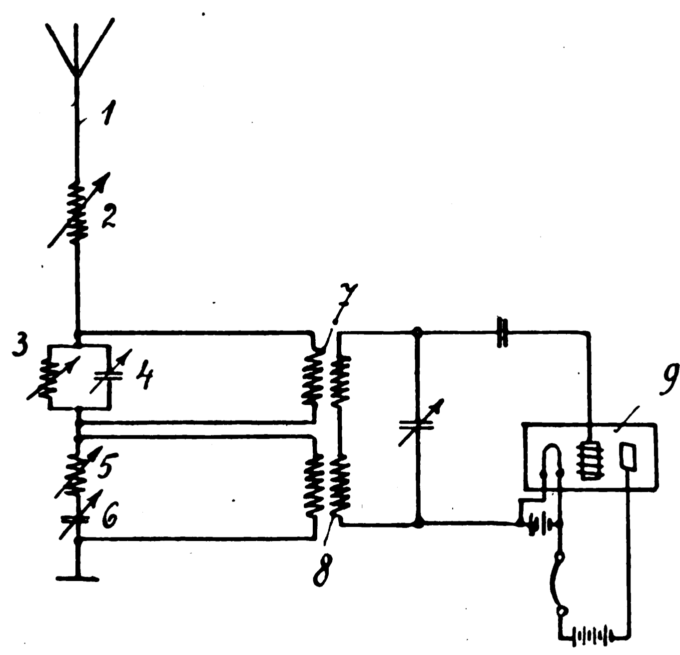


Fig. 5.

aus der Induktanz 5 und der Kapazität 6. Diese beiden Systeme sind in Resonanz mit dem Signal, das unterdrückt werden soll. Spannungsschwankungen an dem geschlossenen Resonanzkreis 3, 4 werden durch den Kopplungstransformator 7 auf einen Empfangskreis übertragen, ebenso werden die Spannungsschwankungen an der Serienkombination 5, 6 durch den Kopplungstransformator 8 auf den gleichen Empfangskreis übertragen, der einen Audionempfänger 9 enthält. Die Kopplungen 7 und 8 sind so angeordnet, daß die Spannungsschwankungen der Störfrequenz einander in dem Empfangskreis entgegenwirken und sich in ihrer Wirkung aufheben.

D.R.P. 395 440. Empfängeranordnung zur Verringerung der atmosphärischen und anderer Störungen. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 17. November 1922 ab. Ausgegeben am 17. Mai 1924.

Es wird in der Nähe des Hilfssenders eine mindestens zweiteilige Empfängereinrichtung angeordnet, welche ihrerseits möglichst selektiv gemacht wird unter Benutzung der hierfür bekannten Mittel. Eine solche Einrichtung soll so angeordnet sein, daß die eine Antenne nur vom fernen Sender, die andere nur vom Synchronhilfssender die Zeichen erhält. Die Intensitäten sind durch entsprechenden Abstand und Stärke des Hilfssenders in beiden Antennen annähernd gleich. Die Phase des Hilfssenders liegt 90° zur Phase des fernen Senders. Dementsprechend erhalten die beiden Empfangsantennen eine Erregung von zwar gleicher Frequenz, aber von zwei Hochfrequenzströmen, welche gegeneinander 90° Phasendifferenz haben. Es entstehen so zwei Empfangswechselströme von ebenfalls 90° Phasendifferenz. Diese beiden Wechselströme werden auf ein gemeinsames Empfangssystem (mit Detektor) direkt oder mit Vermittlung von Abstimmkreisen vereinigt. Kommen atmosphärische Störungen auf die beiden Empfangsantennen, so werden sie hierdurch zur gleichphasigen, synchronen Schwingung gebracht. Wenn aber die ankommenden Wechselströme 90° Phasendifferenz, die durch die atmosphärischen Störungen erregten aber 0° Phasendifferenz haben, so läßt sich dieser Umstand ausnutzen, um die atmospärischen Störungen im erheblichen Maße zu schwächen.

D.R.P. 398 013. Empfangseinrichtung für drahtlose Telegraphie und Telephonie. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. Berlin. Patentiert vom 3. August 1921 ab. Ausgegeben am 10. Juli 1924.

Die neue Einrichtung kennzeichnet sich besonders durch gleiche Empfangselemente, die je aus Kathodenröhren in unveränderlicher Schaltung mit Schwingungskreisen in Rückkopplung bestehen und zur Erzielung eines Primär-, Sekundär-, Tertiär- usw. Empfanges in entsprechender Anzahl aneinandergefügt werden, wobei die letzte Röhre als Selbstaudion oder Detektor arbeitet, während die vorhergehenden zur Dämpfungsreduktion dienen.

In allen Kreisen werden dünndrähtige kleine Spulen von hohem Widerstand benutzt. Fig. 6 zeigt die Schaltungsanordnung. Soll mit Primärempfang gearbeitet werden, so wird nur das erste Element der Anordnung in Funktion

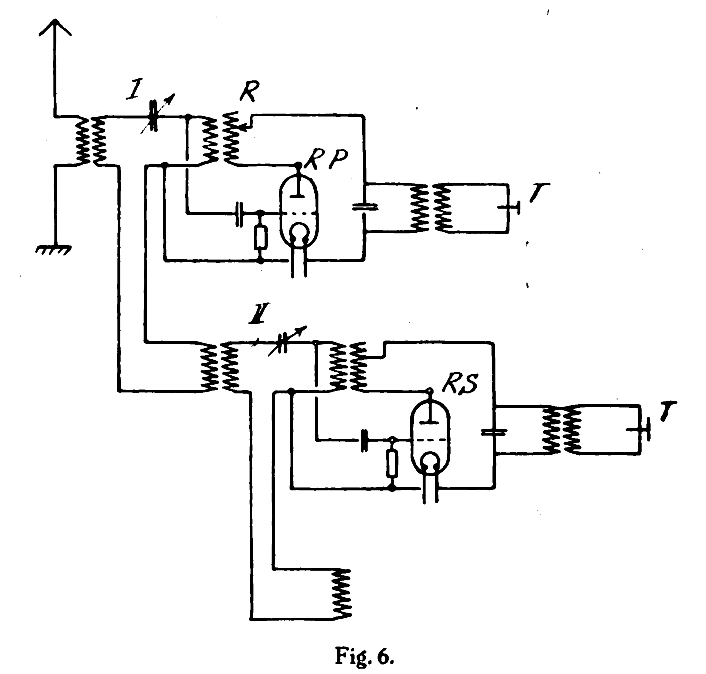


Fig. 6.

treten, indem man die Röhrenanordnung RP als Überlagerungsempfänger benutzt und somit die Empfangswelle mit Hilfe des Telephons T aufnimmt. Zum Zwecke des Sekundärempfanges nimmt man die zweite Röhre RS und benutzt nun diese als Empfänger, während man bei der ersten Röhre die Rückkopplung R so eingestellt hat, daß sie eine Dämpfungsreduktion in dem ersten Schwingungskreise I, der nun zur Selektion benutzt wird, hervorruft. Wenn man weiter zum Tertiärempfang übergeht, so nimmt man noch ein drittes Element hinzu usw. Durch diese Kaskadenschaltung solcher Empfangselemente wird die Störungsfreiheit einer Empfangseinrichtung bedeutend verbessert.

Band 24 Heft 3

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an Dr. Eugen Nesper, Berlin-Friedenau, Trägerstr. 2¹, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W. 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Theorie der kurzen Siebketten.

Von **H. Backhaus.**

Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium Siemensstadt.

(Fortsetzung von S. 45, Bd. 24, Heft 2.)

§ 7. Der zweigliedrige Kettenleiter erster Art der Leitungstheorie.

Mit dem bisher Gesagten ist die eigentliche Theorie der zweigliedrigen Siebe erledigt. Mit den angegebenen Formeln läßt sich die Resonanzkurve eines jeden zweigliedrigen Systems leicht berechnen, außerdem haben wir in einfacher Weise allgemeinen Überblick gewonnen über das Verhalten von zweigliedrigen Sieben mit abgestimmten Kreisen und deren Resonanzkurven. Siebketten mit verstimmten Kreisen haben bei zweigliedrigen Systemen wohl kaum irgendwelche Vorteile. Da außerdem ihre Theorie weniger leicht zu übersehen ist, sollte man von ihrer Verwendung bei zweigliedrigen Sieben absehen.

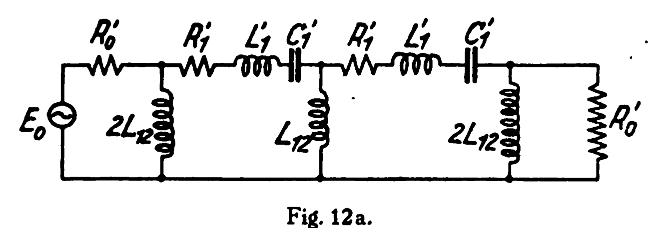


Fig. 12a.

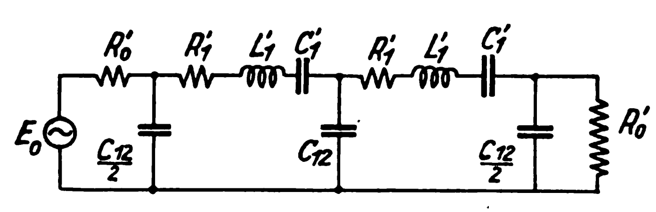


Fig. 12b.

Wir wollen nunmehr die bisher abgeleitete Theorie auf ein Gebilde der Leitungstheorie anwenden, nämlich auf den zweigliedrigen Kettenleiter erster Art. Das Schaltbild ist durch die Fig. 12a und 12b gegeben.

Wir werden die Rechnung in folgendem für den Fall der Fig. 12a also für induktive Kopplung durchführen. Im Falle der Fig. 12b bei kapazitiver Kopplung gelten dann die gleichen Resultate, wenn wir überall ωL_{12} durch $-\frac{1}{\omega C_{12}}$, η durch $\frac{1}{\eta}$ ersetzen.

Die Leitungstheorie verlangt für günstige Energieübertragung, daß der Wellenwidersand des Kettenleiters den beiderseits angeschlossenen Widerständen R_0' angepaßt ist. Nun nimmt, wie aus der Leitungstheorie folgt, der Wellenwiderstand der beiden Kettenleiter nach Fig. 12a und 12b innerhalb des Loches jeden Wert zwischen 0 und Unendlich an, also auch den Wert R_0'. Bezüglich der Angleichung des Wellenwiderstandes sind wir also beim Bau des Kettenleiters nicht beschränkt.

Das zu betrachtende Gebilde besteht aus zwei gleichgebauten abgestimmten Schwingungskreisen mit den Elementen:

$$E_{\mathrm{I}} = E_0\, a_{01}^2$$
$$R_{\mathrm{I}} = R_1' + R_0'\, a_{01}^2$$
$$L_{\mathrm{I}} = L_1 - 2\, L_{12}\, a_{01}^2$$
$$C_{\mathrm{I}} = C_1'$$
$$\omega_{\mathrm{I}} = \frac{1}{\sqrt{L_{\mathrm{I}} C_{\mathrm{I}}}}$$
$$a_{01}^2 = \frac{4\,\omega_1^2\, L_{12}^2}{R_0'^2 + 4\,\omega_1^2\, L_{12}^2}$$

Die Gleichung der Resonanzkurve wird also nach (11c):

$$J_{\mathrm{II}} = \frac{E_0\, a_{01}^2\, m_{\mathrm{I\,II}}}{R_{\mathrm{I}}} \, \frac{\eta}{\sqrt{(1 - U_{\mathrm{I}}^2 + \eta^2 m^2_{\mathrm{I\,II}})^2 + 4\, U_{\mathrm{I}}^2}}$$

Hierin ist: $U_1 = \frac{1}{D_{\mathrm{I}}}\left(\eta - \frac{1}{\eta}\right)$

$$D_{\mathrm{I}} = \frac{R_{\mathrm{I}}}{\omega_{\mathrm{I}} L_{\mathrm{I}}} = \frac{R_1' + R_0'\, a_{01}^2}{\omega_{\mathrm{I}}\,(L_1 - 2\, L_{12}\, a_{01}^2)} \qquad (19)$$

Nehmen wir zunächst an, R_1', der Verlustwiderstand in den eigentlichen Schwingungskreisen, sei gegen $R_0' a_{01}^2$ zu vernachlässigen. Wir haben dann

$$D_{\mathrm{I}} = \frac{R_0' \, a_{01}^2}{\omega_{\mathrm{I}} \, (L_1 - 2 \, L_{12} \, a_{01}^2)} \quad \text{und} \tag{19a}$$

$$m_{\mathrm{I\,II}} = \mu_{\mathrm{I\,II}} = \frac{\varkappa_{\mathrm{I\,II}}}{D_{\mathrm{I}}} = \frac{L_{12}}{L_{\mathrm{I}}} \frac{\omega_{\mathrm{I}} \, L_{\mathrm{I}}}{R_0' \, a_{01}^2} = \frac{\omega_{\mathrm{I}} \, L_{12}}{R_0' \, a_{01}^2}$$

$$= \frac{\omega_{\mathrm{I}} \, L_{12}}{R_0'} \, \frac{R_0'^2 + 4 \, \omega_{\mathrm{I}}^2 \, L_{12}^2}{4 \, \omega_{\mathrm{I}}^2 \, L_{12}^2}$$

Dividieren wir hierin Zähler und Nenner durch $R_0'^2$ und setzen $\frac{2 \, \omega_{\mathrm{I}} \, L_{12}}{R_0'} = q$, so erhalten wir: $m_{\mathrm{I\,II}} = \frac{1 + q^2}{2 \, q}$.

Von der Größe $m_{\mathrm{I\,II}}$ ist nun, wie wir gesehen haben, die Form der Resonanzkurve wesentlich abhängig. Wir erkennen zunächst, daß $m_{\mathrm{I\,II}}$ niemals kleiner als 1 werden kann und daß es diesen Wert nur für $q = 1$ erreicht. An dieser Stelle hat die Funktion $\frac{1 + q^2}{2 \, q}$ ein flaches Minimum. Den Verlauf dieser Funktion zeigt die gestrichelte Kurve in Fig. 13.

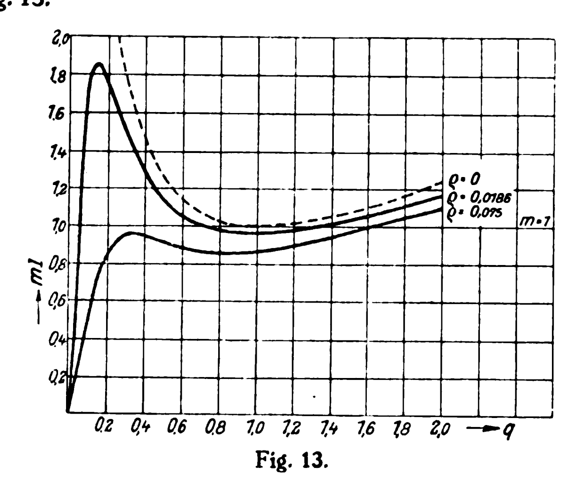


Fig. 13.

Die Resonanzkurve ist also stets zweiwellig, mit Ausnahme des Falles, wenn $q = 1$, also $m_{\mathrm{I\,II}} = 1$ und demnach: $R_0' = 2 \, \omega_{\mathrm{I}} \, L_{12}$ ist; in diesem Falle haben wir die Grenzkopplung. Gehen wir von dem Punkt $q = 1$, $m_{\mathrm{I\,II}} = 1$ aus, so sehen wir, daß $m_{\mathrm{I\,II}}$ für kleinere Werte von q sehr schnell wächst. Das Minimum in der Mitte der Resonanzkurve wird also dann mit fallendem L_{12} sehr schnell immer tiefer.

Für die Lage der beiden Kopplungsmaxima hatten wir gefunden:

$$U_{1\,\max} = \pm \sqrt{m^2_{\mathrm{I\,II}} - 1},$$

und wenn wir nach (2c) die relative Verstimmung einführen:

$$x_{\max} = \pm \, \frac{1}{2} \sqrt{\varkappa^2_{\mathrm{I\,II}} - D_{\mathrm{I}}^2} \, . \tag{20}$$

Nun fällt für Werte von $\omega_{\mathrm{I}} \, L_{12}$, die klein gegen R_0' und $\omega_{\mathrm{I}} \, L_{\mathrm{I}}$ sind, D_{I} quadratisch mit $\omega_{\mathrm{I}} \, L_{12}$, während $\varkappa_{\mathrm{I\,II}}$ proportional zu $\omega_{\mathrm{I}} \, L_{12}$ ist. Mit Verkleinernug des Kopplungsgliedes werden also in diesen Gebieten die beiden Maxima immer näher zusammenrücken, das Minimum dazwischen aber immer tiefer werden. In den Fig. 14 und 15 sind als Beispiele für einen solchen Falle die Resonanzkurven für folgende Verhältnisse berechnet:

$\omega_{\mathrm{I}} = 5000$, $R_0' = 500$ Ohm, $L_1 = 0{,}1$ H, $C_1 = 0{,}4 . 10^{-6}$ F,

Weiter ist:

In Fig. 14: $L_{12} = 0{,}009$ H, $\varkappa_{\mathrm{I\,II}} = 0{,}09$, $D_{\mathrm{I}} = 0{,}0314$, $m_{\mathrm{I\,II}} = 2{,}87$

In Fig. 15: $L_{12} = 0{,}005$ H, $\varkappa_{\mathrm{I\,II}} = 0{,}05$, $D_{\mathrm{I}} = 0{,}01$, $m_{\mathrm{I\,II}} = 5{,}0$.

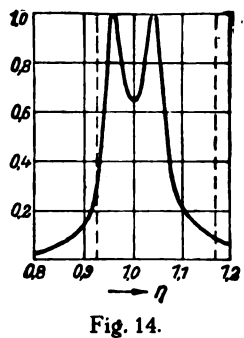


Fig. 14.

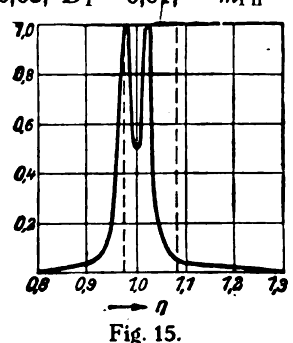


Fig. 15.

Die gestrichelten Linien geben die nach der Leitungstheorie berechneten Lochgrenzen an. Wie man sieht, kann von einem Durchlässigkeitsbereich, der durch diese Lochgrenzen definiert wäre, keine Rede sein. Die unsymmetrische Lage der Resonanzkurven zu den Lochgrenzen erklärt sich folgendermaßen: Die Lochgrenzen liegen nach der Leitungstheorie bei $\omega_a = \frac{1}{\sqrt{L_1' \, C_1}}$ und bei $\omega_b = \frac{1}{\sqrt{(L_1' + L_{12}) \, C_1}}$. Wenn die Resonanzkurve symmetrisch zu den Lochgrenzen liegen soll, so muß die Eigenfrequenz $\omega_{\mathrm{I}} = \frac{1}{\sqrt{L_{\mathrm{I}} \, C_1}}$ in der Mitte zwischen den beiden Lochgrenzen liegen, also nahezu bei:

$$\omega_{\mathrm{I}} = \frac{1}{\sqrt{(L_1' + 2 \, L_{12}) C_1}}.$$

Es müßte also sein: $L_{\mathrm{I}} = L_1' + 2 \, L_{12} = L_1 - L_{12}$, also $a_{01}^2 = 0{,}5$. Im Falle der Fig. 14 und 15 ist $a_{01}^2 < 0{,}5$, also $L_{\mathrm{I}} > L_1 - L_{12}$, und die Eigenfrequenz ω_{I} verschiebt sich nach der unteren Lochgrenze zu. Ähnlich finden wir für analoge Fälle bei kapazitiver Kopplung eine Verschiebung der Eigenfrequenz nach der oberen Lochgrenze zu.

Ist $a_{01}^2 = 0{,}5$, so wird $m_{\mathrm{I\,II}} = 1$, die Resonanzkurve liegt dann zwar symmetrisch zu den Lochgrenzen, aber die Kurvenform entspricht nicht unseren Wünschen, denn wir haben hier Grenzkopplung, also eine Resonanzkurve, die oben noch nicht genügend flach ist.

Vergrößern wir nun q und damit L_{12} in Fig. 13 vom Punkte $q = 1$, $m_{\mathrm{I\,II}} = 1$ aus, so wächst $m_{\mathrm{I\,II}}$ langsam; wir erhalten also Resonanzkurven, die schwach zweiwellig sind, und sich daher der rechteckigen Form annähern. Wenn a_{01}^2 wenig von 0,5 verschieden ist, so ist $2 \, \omega_{\mathrm{I}} \, L_{12}$ etwa von der gleichen Größenordnung wie R_0', aber meist klein gegen $\omega_0 \, L_1$. Dann kann man in (19a) den Nenner als konstant betrachten, und es läßt sich leicht zeigen, daß dann bei Vergrößerung von q, also bei zunehmendem L_{12} der Zähler längere Zeit annähernd proportional mit $2 \, \omega_{\mathrm{I}} \, L_{12}$ steigt. Die Dämpfung ist also hier nahezu proportional zu $2 \omega_{\mathrm{I}} \, L_{12}$, also zu q. Demnach wird auch nach (20) die Entfernung der Kopplungsmaxima voneinander, d. h. die Breite des Durchlässigkeitsbereiches, proportional mit L_{12} zunehmen.

Als Beispiel für diesen Fall sind die Kurven der Fig. 16 berechnet. Hier ist angenommen: $R_0' = 500$ Ohm, $\omega_{\mathrm{I}} = 12\,500$, $L_1 = 1$ Henry und für:

Kurve I: $L_{12} = 0{,}0386 \, H$, $m_{\mathrm{I\,II}} = 1{,}224$,
$D_{\mathrm{I}} = 0{,}0335$, $\varkappa_{\mathrm{I\,II}} = 0{,}0411$.

Kurve II: $L_{12} = 0{,}0483 \, H$, $m_{\mathrm{I\,II}} = 1{,}414$,
$D_{\mathrm{I}} = 0{,}0372$, $\varkappa_{\mathrm{I\,II}} = 0{,}0526$.

Kurve III: $L_{12} = 0{,}063 \, H$, $m_{\mathrm{I\,II}} = 1{,}73$,
$D_{\mathrm{I}} = 0{,}041$, $\varkappa_{\mathrm{I\,II}} = 0{,}071$,

Die Kurven sind aus der Fig. 6 entnommen und nach (2b) auf den Abszissenmaßstab η umgerechnet. Für die Kurve III sind die nach der Leitungstheorie berechneten Lochgrenzen eingezeichnet. Die Übereinstimmung mit dem wirklichen Durchlässigkeitsbereich ist auch hier nicht befriedigend.

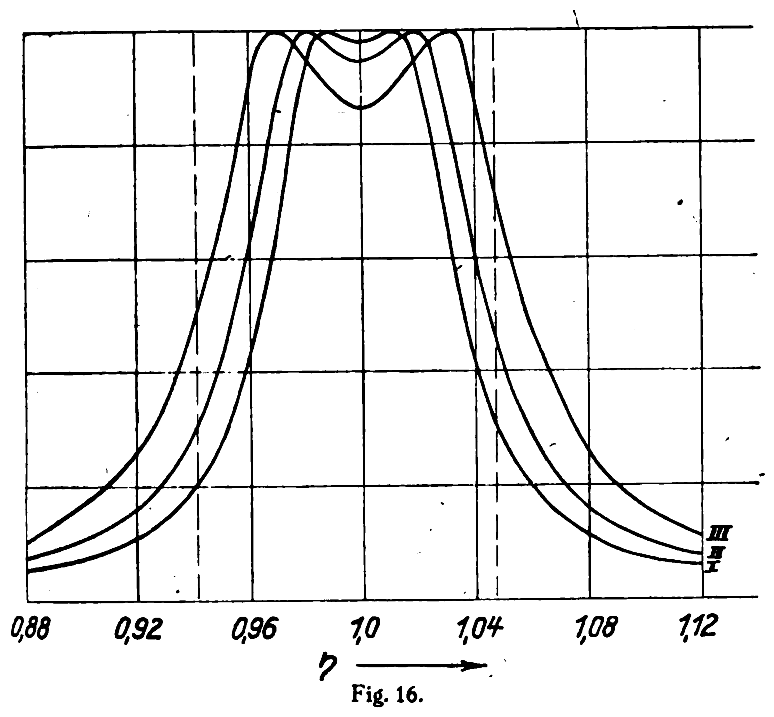


Fig. 16.

Wir haben hiermit ein einfaches Mittel gefunden, um die Lochbreite zu vergrößern bei annähernd gleich günstiger Kurvenform. Es ist nämlich hierzu nur nötig, L_{12} von dem Wert $\frac{R_0}{2\,\omega_I}$ aus zu vergrößern. Allerdings muß man hierbei darauf achten, daß durch geeignete Wahl von L_1' und C_1' die erforderliche Resonanzfrequenz ω_I erhalten bleibt.

Es ist nun in praktischen Fällen häufig nicht möglich, auf dem bisher gezeigten Wege Kurven wie die in der Fig. 16 zu erhalten. Wir haben nämlich bisher den eigentlichen Widerstand der Schwingungskreise vernachlässigt. Man wird nun diese Widerstände nach Möglichkeit zu verkleinern bestrebt sein, da sie reine Verlustwiderstände sind, doch wird man, zumal bei Toroidspulen, die man zur Vermeidung unerwünschter Kopplungen bei Siebketten ausschließlich verwenden muß, frühzeitig eine untere Grenze für diese Verlustwiderstände erreichen. Wir wollen daher auch noch den Fall betrachten, daß die Eigenwiderstände der Schwingungskreise nicht zu vernachlässigen sind. Wir haben dann:

$$m_{I\,II} = \frac{2\,\omega_I\,L_{12}}{2\,R_0'\,a_{01}^2 + 2\,R_1'}$$

also wenn man wieder setzt:

$$\frac{2\,\omega_I\,L_{12}}{R_0'} = q \quad \text{und:} \quad \frac{R_1'}{R_0'} = \varrho$$

$$m_{I\,II} = \frac{1+q^2}{2\,q + 2\,\varrho\,\frac{1+q^2}{q}}. \tag{21}$$

Die Kurve für $m_{I\,II}$ verläuft dann nicht mehr asymptotisch zur Ordinatenachse, sondern hat, wie man leicht sieht, für $q^2 = \frac{\varrho}{1+\varrho}$ ein Maximum und geht durch den Anfangspunkt. Die Maximumbedingung für $m_{I\,II}$ kann man unter der Annahme, daß $R_1' << R_0'$ ist, auch auf die Form bringen: $R_0 \cdot a_{01}^2 = R_1'$. Wenn also in D_I die beiden Summanden im Zähler gleich sind, so haben wir das Maximum für $m_{I\,II}$; das Minimum in der Mitte der Resonanzkurve ist dann also am tiefsten. In Fig. 13 sind in den ausgezogenen Kurven Beispiele für die soeben geschilderten Verhältnisse gegeben, und zwar für $\varrho = 0{,}0186$ und $\varrho = 0{,}075$. Die gestrichelte Kurve entspricht dem Werte $\varrho = 0$. Mit wachsendem Eigenwiderstand der Schwingungskreise wird die Kurve in Fig. 13 immer flacher; schließlich sinkt ihr Maximum unter den Wert 1 herab, so daß man eine zweiwellige Resonanzkurve erst bei sehr enger Kopplung erreichen kann. Eine so enge Kopplung kann man aber meist nicht verwenden, weil hierbei nämlich, wie man aus (19) leicht erkennt, die Dämpfung zu groß werden würde. Aus der Kurve für $\varrho = 0{,}0186$ sieht man, daß hier von dem Maximum an bis zum Schnittpunkt der Kurve mit der Geraden $m_{I\,II} = 1$ dieselben ungünstigen Verhältnisse herrschen, wie sie durch die Fig. 14 und 15 dargestellt werden. Das Minimum in der Mitte der Resonanzkurve sinkt schnell mit der Kopplung. Eine engere Kopplung kommt für diesen Fall nicht in Betracht, weil sonst die Dämpfung zu groß werden würde. Eine Verkleinerung der Dämpfung ist bei gegebenen Anschlußwiderständen nur durch Vergrößerung der Leitungsinduktivitäten L_1' möglich. Hierdurch vergrößert man aber auch die Ohmschen Widerstände der betreffenden Spulen und damit R_1' und folglich auch ϱ, und erhält so eine Kurve für $m_{I\,II}$, wie die Kurve für $\varrho = 0{,}075$ in Fig. 13. Es ist also unter den hier vorliegenden Umständen nach den Vorschriften der Leitungstheorie garnicht möglich, einen Kopplungsbereich zu finden, innerhalb dessen sich brauchbare Resonanzkurvenformen ergeben.

Die Leitungstheorie verlangt, daß, um maximale Energieübertragung zu erhalten, man den Wellenwiderstand den angeschlossenen Widerständen angleichen muß. Da der Wellenwiderstand aber hier innerhalb des Loches jeden Wert zwischen 0 und Unendlich annimmt, so ist diese Angleichung an konstante Anschlußwiderstände nur für eine bestimmte Frequenz möglich. Wir haben gesehen, daß die Resonanzkurve zwei gleich hohe Maxima hat; an diesen beiden Stellen haben wir also die günstigste Energieübertragung. Von einem dieser beiden Energiemaxima gibt die Leitungstheorie durchaus keine Rechenschaft. Nun ist allerdings die Höhe der beiden Maxima streng nicht genau gleich, weil a_{01}^2 nicht, wie wir bei der Ableitung angenommen haben, streng konstant ist. Doch ist die hierdurch entstehende Verschiedenheit in der Höhe der beiden Maxima nur sehr gering und kann praktisch immer vernachlässigt werden. Diese Tatsache ist aus der Leitungstheorie in keiner Weise zu folgern. Zuverlässige Schlüsse erhält man, wie bereits eingangs bemerkt, aus der Leitungstheorie nur für den Punkt selbst, in dem angeglichen ist. Über benachbarte Frequenzen kann aber garnichts ausgesagt werden, insbesondere bedeutet, wie wir hier erkannt haben, eine große Abweichung des Wellenwiderstandes von der Größe der angeschlossenen Widerstände nicht auch notwendig eine nennenswert verminderte Energieübertragung. Vielmehr kann sich auch bei erheblicher Abweichung von der Angleichung die Energieübertragung der optimalen soweit annähern, daß sie als praktisch mit ihr übereinstimmend angesehen werden kann.

Im Falle der Fig. 14 und 15 ist die Angleichung der Anschlußwiderstände an den Wellenwiderstand dicht an der Lochgrenze vorgenommen. Die Leitungstheorie gibt keine Vorschrift darüber, wo diese Angleichung innerhalb des Loches stattzufinden hat. Jedenfalls erhält man bei Vernachlässigung der Ohmschen Widerstände in den eigent-

lichen Schwingungskreisen für Angleichung in der Mitte des Loches die schlechteste Form, die die Resonanzkurve überhaupt annehmen kann. Wir hatten nämlich gesehen, daß wenn die Resonanzkurve symmetrisch zu den Lochgrenzen liegt: $a_{01}{}^2 = 0{,}5$ ist, und wir haben dann Grenzkopplung, also eine Resonanzkurve ohne ausgeprägte Kopplungsmaxima.

Die wenig befriedigenden Resultate, die wir bei der Anwendung der Leitungstheorie auf kurze Siebketten erhalten, erklären sich dadurch, daß hier eine einfache analytische Beziehung zwischen Dämpfungskurve und Resonanzkurve garnicht besteht. Der einzige sachliche Zusammenhang zwischen Lochbreite und Resonanzkurve besteht darin, daß die Maxima der Resonanzkurve nicht außerhalb der Lochgrenzen liegen können. In dem hier betrachteten Fall können die beiden Maxima, wenn sie überhaupt vorhanden sind, nicht symmetrisch zu den Lochgrenzen liegen. Wie aber die Resonanzkurve zu den Lochgrenzen liegt, ob sie einen großen oder kleinen Teil des Loches überdeckt, ob und in welchen Grenzen eine annähernd gleiche Durchlässigkeit vorhanden ist, darüber sagt die Leitungstheorie garnichts aus, weil sie die für die Eigenschaften gekoppelter Schwingungssysteme maßgebenden Größen, nämlich Kopplung und Dämpfung, nicht benutzt.

Die geschilderten ungünstigen Umstände sind wohl der Grund dafür, daß der zweigliedrige Kettenleiter erster Art trotz der günstigen Anschlußmöglichkeiten, die er bietet, wenig verwendet wird. Man kann nun aber durch Abweichung von den Vorschriften der Leitungstheorie günstigere Resultate erhalten. Aus der Fig. 13 erkennt man, daß die Kurve $\varrho = 0{,}075$ günstige Kurvenformen über einen weiten Kopplungsbereich liefern würde, wenn es gelänge, sie so im Maßstabe zu verändern, daß sie etwas oberhalb der Geraden $m_{\mathrm{I\,II}} = 1$ verliefe. Dies gelingt nun sehr einfach durch Betrachtung der Gleichung (21). Der Faktor 2 im Nenner rührt davon her, daß die Kopplungsinduktivitäten am Eingang und Ausgang gleich 2 L_{12} gewählt wurden. Setzt man anstelle von 2 einen entsprechend kleineren Faktor, so kann man erreichen, daß die Kurve für $m_{\mathrm{I\,II}}$ in weiten Kopplungsbereichen etwas oberhalb der Geraden $m_{\mathrm{I\,II}} = 1$ verläuft, also brauchbare Resonanzkurven ergibt, weil durch die Änderung des Faktors 2 nur der Ordinatenmaßstab der Kurve $\varrho = 0{,}075$ in Fig. 13 transformiert wird. Hierdurch erhält man, wie schon oben erwähnt, die Möglichkeit, in einfacher Weise durch Veränderung der Kopplungsglieder die Lochbreite zu variieren, ohne daß die Form der Resonanzkurve ihre günstige Gestalt verliert.

§ 8. Experimentelle Untersuchung eines zweigliedrigen Kettenleiters erster Art.

Um die theoretisch gefundenen Resultate zu verifizieren, wurden zwei Reihen von Versuchen veranstaltet. Es wurden Ketten gebaut nach Fig. 12b, also mit kapazitiver Kopplung. Als Stromquelle diente ein Röhrensender mit einem BO-Rohr

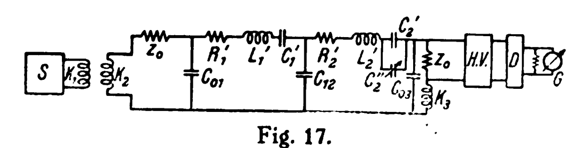


Fig. 17.

der Firma Siemens & Halske. Es wurde gearbeitet mit etwa 10 km Wellenlänge, also etwa mit einem $\omega = 2 \cdot 10^5$. Zum Empfang wurde ein dreifach Hochfrequenzverstärker und ein Röhrendetektor, beide mit Röhren Type 110 benutzt. Ein Schema der Versuchsanordnung zeigt die Fig. 17.

Hierin bedeutet: S den Sender, $H.V.$ den Hochfrequenzverstärker, D den Detektor, G ein Gleichstrommilliamperemeter mit Parallelwiderstand. Der Hochfrequenzverstärker wurde hier parallel zum Widerstand R_0' geschaltet, um die von der Leitungstheorie vorgeschriebenen Verhältnisse genau wiederzugeben. In Wirklichkeit würde man natürlich den Hochfrequenzverstärker parallel zu C_2' legen. Zur Kopplung mit dem Sender diente die zweilagige kleine Kopplungsspule K_2. Eine gleiche Spule K_3 war im letzten Kreise eingeschaltet, einmal, um die Symmetrie der ganzen Anordnung zu wahren und andererseits, um zwecks genauer Abstimmung den zweiten Kreis auch allein erregen zu können. Die Spulen K_2 und K_3 waren so bemessen, daß ihr Wechselstromwiderstand gegen R_0' zu vernachlässigen war.

Da die Annahme einer quadratischen Beziehung zwischen Hochfrequenzamplitude und Detektorausschlag keine befriedigenden Resultate ergab, so wurde der Detektor mittels der Frankeschen Maschine in der Weise geeicht, daß nacheinander die Windungen des oberen Ankers in Serienschaltung an das Steuergitter des Detektors gelegt wurden. Auf diese Weise wurde eine Eichkurve aufgenommen, die in Fig. 18 wiedergegeben ist. Hierin sind die Ordinaten Ausschläge des Gleichstrominstruments, während

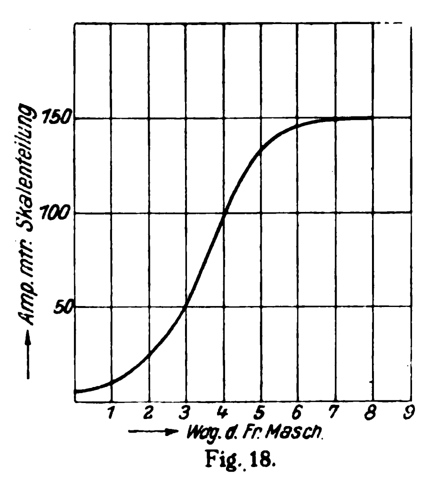


Fig. 18.

die Abszissen die Anzahl der hintereinander geschalteten Windungen des Ankers der Frankeschen Maschine angeben, also mit der angelegten Spannung proportional sind. Der Verlauf der Kurve bestätigt, daß sie nicht mit genügender Annähernug als quadratisch betrachtet werden kann.

Für die Kette wurden verwendet: Für R_0' Widerstände aus Konstantandraht von 0,03 mm Stärke von je 700 Ohm. Die Spulen L_1' und L_2' waren Kreisringspulen mit zwei getrennten Wicklungen von je etwa 700 Windungen, die bei der ersten Versuchsreihe parallel, bei der zweiten hintereinander geschaltet wurden. Die Drahtstärke betrug 0,4 mm. Die Induktivität der beiden Spulen wurde mit der Frankeschen Maschine durch Phasenkompensation gemessen. Es ergab sich bei Parallelschaltung der beiden Wicklungen: $L_1' = 0{,}00405$ Henry, $L_2' = 0{,}00407$ Henry, bei Hintereinanderschaltung der beiden Wicklungen: $L_1' = 0{,}0161$, $L_2' = 0{,}0162$ Henry. Um den wirksamen Ohmschen Widerstand bei der gewählten Frequenz $\omega = 2 \cdot 10^5$ zu bestimmen, wurden in beiden Schaltungsarten mit den genannten Spulen Schwingungskreise mit der Eigenfrequenz von etwa $\omega = 2 \cdot 10^5$ gebaut, durch Aufnahme der Resonanzkurven die Dekremente bestimmt und hieraus die wirksamen Widerstände berechnet. Die Resonanzkurven wurden nach der Eichkurve Fig. 18 umgerechnet. Die aus diesen Kurven in 30 bis 90% Höhe ermittelten Dekremente zeigten sehr befriedi-

gende Übereinstimmung untereinander und ergaben dadurch eine Bestätigung der Detektoreichkurve. Für den wirksamen Widerstand wurde erhalten bei parallel geschalteten Windungen: $R_1' = R_2' = 13$ Ohm, bei hintereinander geschalteten Windungen: $R_1' = R_2' = 52{,}3$ Ohm. Die entsprechenden Widerstände, mit Gleichstrom gemessen, waren: $R_1' = 7$ Ohm, bzw. $R_1' = 31$ Ohm. Die Wirbelstromverluste sind also trotz einlagiger Wicklung und trotz der geringen Drahtstärke nicht unbeträchtlich.

Als Kapazitäten wurden Glimmer-Stöpselkondensatoren verwandt. Um bei der geringen Verschiedenheit der beiden Spulen eine genaue Abstimmung zu ermöglichen, war parallel zu dem Kondensator C_2' ein Luftdrehkondensator C_2'' geschaltet. Die Feinabstimmung der beiden Kreise wurde dann in der Weise vorgenommen, daß zunächst der Kreis I bis einschließlich C_{12} über die Spulen K_1 und K_2 mit dem Sender gekoppelt wurde. Der Senderkondensator wurde dann auf Resonanz eingestellt. Dann wurde der Kreis II bis einschließlich C_{12} über die Spulen K_1 und K_3 mit dem Sender gekoppelt und bei der soeben ermittelten Stellung des Senderkondensators die Abstimmung mit dem Luftkondensator C_2'' bewirkt. In beiden Fällen war der Hochfrequenzverstärker parallel zu C_{12} geschaltet.

Es erwies sich als notwendig, die ganze Anordnung durch Einbau in gut geerdeten Metall- oder Drahtkästen statisch zu schützen und durch sehr sorgfältige Leitungsführung das Zustandekommen von unerwünschten Kopplungen zu verhindern.

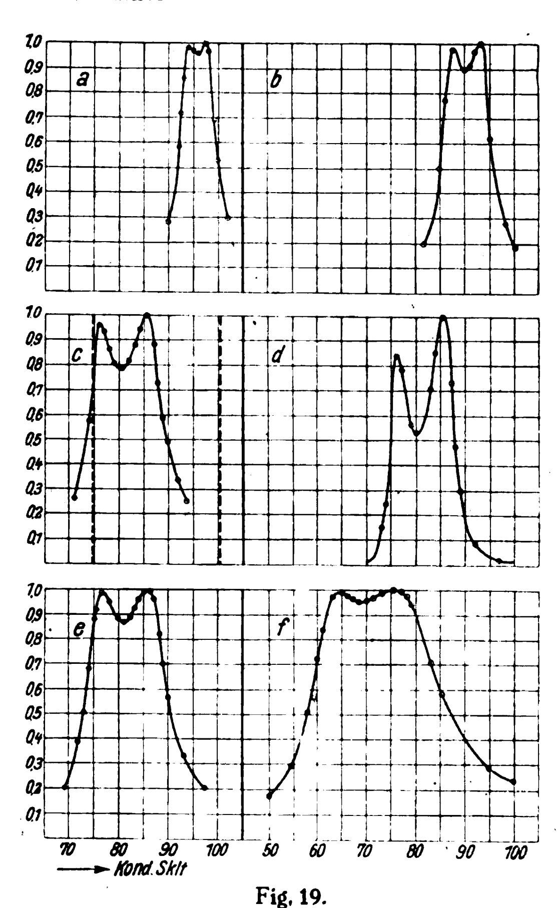


Fig. 19.

Die erste Versuchsreihe sollte zur Darstellung von ähnlichen Verhältnissen dienen, wie sie in Fig. 14 und 15 dargestellt waren. Es wurde hierzu gemacht: $R_0' = 700$ Ohm, $L_1' = L_2' = 0{,}0041$ Henry, $R_1' = R_2' = 13$ Ohm, $C_1' = 0{,}008 \cdot 10^{-6}$ Farad.

C_{01} und gleichzeitig damit $C_{12} = 2\,C_{01}$ und $C_{23} = C_{01}$ wurde verändert. — Die Fig. 19 a—f zeigen die aufgenommenen Resonanzkurven. Als Abszissenmaßstab dienen hier die Skalenteile des Senderkondensators. Die Abszissen sind also proportional zu $\frac{1}{\eta^2}$.

In den Figuren fällt zunächst auf, daß die Höhe der Maxima etwas verschieden ist, und zwar ist stets das Maximum bei kürzerer Wellenlänge niedriger. Diese Verschiedenheit war nach dem oben Gesagten zu erwarten, denn die E. M. K. im ersten Ersatzstromkreis ist ja nicht streng konstant, sondern enthält den Faktor a_{01}^2, der bei kapazitiver Kopplung mit der Wellenlänge wächst. Wir hatten in unseren Rechnungen a_{01}^2 als konstant angenommen und erkennen aus den Fig. 19, daß die Abweichungen von den rechnerisch erhaltenen Resultaten in der Tat unerheblich sind.

Die Kurven sind mit Ausnahme der Fig. 19d nach der Detektoreichkurve umgerechnet, so daß die Ordinaten den wirklichen Stromamplituden proportional sind. In Fig. 19d dagegen ist für dieselben Verhältnisse wie für 19c die Resonanzkurve, wie sie mit dem Detektor aufgenommen wurde, ohne Umrechnung wiedergegeben. Die erheblichen Verzerrungen gegenüber Fig. 19c sind bereits zu Eingang des § 4 erklärt worden.

In Fig. 19c sind durch gestrichelte Linien die nach der Leitungstheorie berechneten Lochgrenzen eingetragen. Hierdurch werden die Bemerkungen zu den theoretisch ermittelten Figuren 14 und 15 bestätigt, wonach in dem hier vorliegenden Falle die Resonanzkurven innerhalb des Loches nach kleineren Wellenlängen zu verschoben sein müssen.

In der nachstehenden Tabelle 3 sind für die Kurven 19a, b, c, e, f die Resultate der Rechnung und der Beobachtung einander gegenüber gestellt. Es ergibt sich, wie man sieht, eine unter Berücksichtigung der unvermeidlichen Beobachtungs- und Ablesungsfehler befriedigende Übereinstimmung. Zum Vergleich kann die Kurve $\varrho = 0{,}0186$ der Fig. 13, die dem hier behandelten Fall entspricht, dienen.

Tabelle 3.

Fig. 19	q	C_{01} μF	D_{I}	$\varkappa_{I\,II}$	$m_{I\,II}$	Minimum berechnet	Minimum beobachtet	Abstand der Maxima berechnet	Abstand der Maxima beobachtet
						%	%	% Verstimmung	% Verstimmung
a	0,0526	0,15	0,02	0,0247	1,23	98	96	1,45	1,82
b	0,0774	0,1	0,0227	0,0357	1,57	91	89	2,76	3,05
c	0,142	0,053	0,036	0,066	1,83	82	77,5	5,55	5,09
e	0,152	0,05	0,0382	0,069	1,8	85,5	86	5,74	5,8
f	0,288	0,025	0,084	0,123	1,47	93,3	94	8,28	7,85

Eine so lose gekoppelte Kette ist, wie man sieht, für Siebzwecke durchaus ungeeignet. Zwar werden die in Fig. 14 u. 15 dargestellten starken Ungleichmäßigkeiten in der Durchlässigkeit durch die Wirkung der unvermeidlichen Verlustwiderstände R_1' und R_2' etwas gemildert. Sie werden jedoch andererseits durch den Röhrendetektor, den man ja fast immer zum Empfang verwenden wird, wieder verstärkt. Bei den Versuchen wurden die vorhandenen Spulen benutzt, die eine ungünstig hohe Eigendämpfung aufwiesen. In der Praxis müßte man natürlich Spulen mit geringerer Eigendämpfung verwenden; die ermittelten Resonanzkurven würden sich dann noch mehr den Formen der Fig. 14 und 15 annähern.

Die zweite Versuchsreihe wurde unternommen, um Resonanzkurven von annähernd rechteckiger Form zu erhalten. Es mußte also zu wesentlich engerer Kopplung übergegangen werden. Um andererseits nicht zu große Dämpfung, also zu breite Resonanzkurven zu erhalten, mußte L_1 vergrößert werden. Es wurden also die beiden Spulenwindungen der Kreisringspulen hintereinander geschaltet. Es ergab sich dann rechnerisch für den Verlauf von $m_{\mathrm{I\,II}}$ in Abhängigkeit von der Kopplung die Kurve $\varrho = 0{,}075$ der Fig. 13. Es lag also der oben besprochene Fall vor, wo von den Bauvorschriften der Leitungstheorie abgewichen werden mußte. Es wurde daher $C_{12} = 1{,}5\ C_{01} = 1{,}5\ C_{23}$ gewählt. Außerdem wurde gemacht: $R_0' = 700$ Ohm, $L_1' = L_2' = 0{,}0161$ Henry, $R_1' = R_2' = 52{,}3$ Ohm, $C_1' = 0{,}002 : 10^{-6}$ Farad.

Die aufgenommenen Resonanzkurven sind in den Fig. 20 a—f wiedergegeben. Hierin sind wieder die Kurven a, b, c, d, f unter Berücksichtigung der Detektoreichkurve

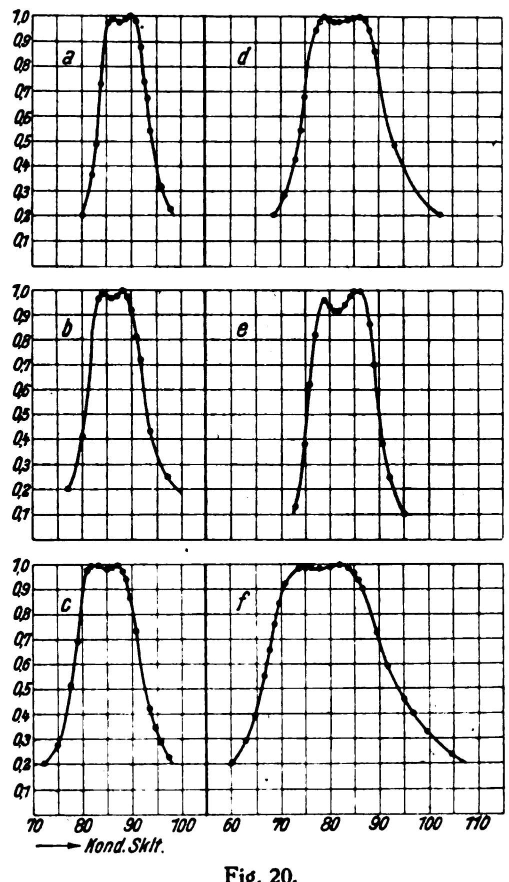


Fig. 20.

Fig. 18 umgerechnet. Die Fig. 20e gilt für dieselben Verhältnisse wie 20d, zeigt aber die am Detektor aufgenommene Kurve ohne Umrechnung. Man erkennt hier wieder die vom Detektor herrührende Verzerrung, doch ist sie wesentlich weniger erheblich, als im Beispiel der Fig. 19d. Die Kurven 20 zeigen überall den erwünschten annähernd rechteckigen Verlauf. Man kann das durch geeignete Wahl des Verhältnisses $\frac{C_{12}}{C_{01}}$ noch weiter verbessern. Für die Versuche wurde für dieses Verhältnis der Wert 1,5 gewählt, um die Veränderlichkeit der Ordinate des Minimums entsprechend der Kurve $\varrho = 0{,}075$ in Fig. 13 zu zeigen. Hierüber gibt die Tabelle 4 ein Bild. Wie man sieht, befinden sich auch hier die berechneten mit den beobachteten Werten in befriedigender Übereinstimmung.

Tabelle 4.

Fig. 20	q	C_{01} μF	D_{I}	$\varkappa_{\mathrm{I\,II}}$	$m_{\mathrm{I\,II}}$	Minimum berechnet %	Minimum beobachtet %	Abstand der Maxima berechnet % Verstimmung	Abstand der Maxima beobachtet % Verstimmung
a	0,216	0,036	0,031	0,034	1,1	99	98	1,4	2
b	0,257	0,03	0,0323	0,04	1,24	97,5	96,8	2,3	2,3
c	0,318	0,024	0,0389	0,049	1,26	97	98,5	2,9	2,9
d	0,417	0,018	0,051	0,0641	1,255	97,2	97,5	3,9	4,2
f	0,61	0,012	0,076	0,0896	1,18	98,2	98,6	4,8	5

IV. Dreigliedrige Siebe.

§ 9. Abgestimmte dreigliedrige Siebe.

Wir betrachten Gebilde in den Schaltungen der Fig. 21 und 22.

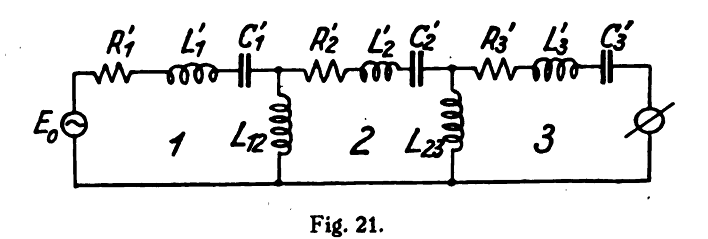


Fig. 21.

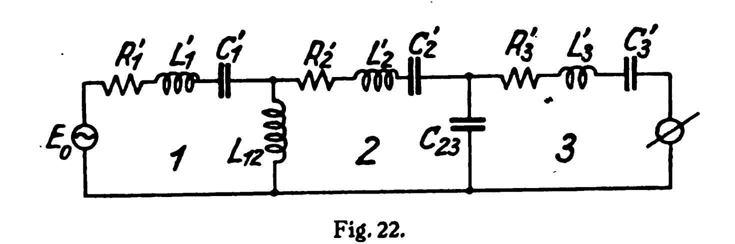


Fig. 22.

Vorausgesetzt sei gleiche Abstimmung aller drei Glieder, d. h. es seien wieder die Eigenfrequenzen aller drei Glieder, wenn man jedes Glied für sich, ohne Rücksicht auf die Kopplung mit den Nachbargliedern betrachtet, einander gleich, also:

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}} = \omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}} = \omega_3 = \frac{1}{\sqrt{L_3 C_3}},\ \eta_1 = \eta_2 = \eta_3 = \eta.$$

Die beiden Schaltbilder 21 und 22 unterscheiden sich dadurch, daß die Kopplungen zwischen den Kreisen 1 und 2 bzw. 2 und 3 in Fig. 21 beide induktiv sind; die Behandlung von Schaltungen mit zwei kapazitiven Kopplungen ergibt sich aus der mit zwei induktiven Kopplungen ohne weiteres, wie oben dargelegt wurde. In Fig. 22 dagegen ist die Kopplung zwischen den Kreisen 1 und 2 induktiv, zwischen den Kreisen 2 und 3 kapazitiv.

Wir haben in der bisherigen Bezeichnung in beiden Fällen nach dem zweiten Kirchhoffschen Gesetz:

$$\mathfrak{J}_1 \mathfrak{Z}_1 - \mathfrak{J}_2 \mathfrak{Z}_{12} = \mathfrak{E}_0.$$
$$\mathfrak{J}_1 \mathfrak{Z}_{12} - \mathfrak{J}_2 \mathfrak{Z}_2 + \mathfrak{J}_3 \mathfrak{Z}_{23} = 0.$$
$$\mathfrak{J}_2 \mathfrak{Z}_{23} - \mathfrak{J}_3 \mathfrak{Z}_3 = 0.$$

Also ist:

$$\mathfrak{J}_3 = \frac{\begin{vmatrix} \mathfrak{Z}_1 & -\mathfrak{Z}_{12} & \mathfrak{E}_0 \\ \mathfrak{Z}_{12} & -\mathfrak{Z}_2 & 0 \\ 0 & \mathfrak{Z}_{23} & 0 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} \mathfrak{Z}_1 & -\mathfrak{Z}_{12} & 0 \\ \mathfrak{Z}_{12} & -\mathfrak{Z}_2 & \mathfrak{Z}_{23} \\ 0 & \mathfrak{Z}_{23} & \mathfrak{Z}_3 \end{vmatrix}} = \frac{\mathfrak{E}_0 \mathfrak{Z}_{12} \mathfrak{Z}_{23}}{\mathfrak{Z}_1 \mathfrak{Z}_2 \mathfrak{Z}_3 - \mathfrak{Z}_1 \mathfrak{Z}_{23}^2 - \mathfrak{Z}_3 \mathfrak{Z}_{12}^2} \quad (22)$$

oder in reeller Form: $J_3 = E_0 \dfrac{S_{12} S_{23}}{\sqrt{A_3^2 + B_3^2}}$ worin:

$$\left.\begin{aligned} A_3 &= R_1 R_2 R_3 - R_1 S_2 S_3 - R_2 S_1 S_3 - R_3 S_1 S_2 + R_1 S_{23}^2 + R_3 S_{12}^2 \\ B_3 &= R_1 R_2 S_3 + R_1 R_3 S_2 + R_2 R_3 S_1 - S_1 S_2 S_3 + S_1 S_{23}^2 + S_3 S_{12}^2 \end{aligned}\right\} (23)$$

Wir dividieren Zähler und Nenner durch $R_1 R_2 R_3$ und setzen allgemein: $\dfrac{S_n}{R_n} = U_n$, $\dfrac{S_{mn}}{R_m} = U_{mn}$, $\dfrac{S_{mn}}{R_n} = U_{nm}$.

$$\left.\begin{aligned} &\text{Dann ist: } J_3 = \frac{E_0}{R_2} \frac{U_{12} U_{32}}{\sqrt{A_3'^2 + B_3'^2}} \\ &A_3' = 1 - U_2 U_3 - U_1 U_3 - U_1 U_2 + U_{12} U_{21} + U_{23} \cdot U_{32} \\ &B_3' = U_1 + U_2 + U_3 - U_1 U_2 U_3 + U_1 U_{23} U_{32} + U_3 U_{12} U_{21} \end{aligned}\right\} (24)$$

Setzen wir wie früher: $U_{12} = \eta \dfrac{\varkappa_{12}}{D_1} = \eta \mu_{12}$, usw.

so haben wir für Fig. 21:

$$\left.\begin{aligned} &J_3 = \frac{E_0}{R_2} \frac{\eta^2 \mu_{12} \mu_{32}}{\sqrt{A_3'^2 + B_3'^2}} \\ &A_3' = 1 - U_1 U_2 - U_1 U_3 - U_2 U_3 + \eta^2 m_{12}^2 + \eta^2 m_{23}^2 \\ &B_3' = U_1 + U_2 + U_3 - U_1 U_2 U_3 + U_1 \eta^2 m_{23}^2 + U_3^2 \eta^2 m_{12}^2 \end{aligned}\right\} (25)$$

wo: $m_{12}^2 = \mu_{12} \cdot \mu_{21} = \dfrac{K_{12}^2}{D_1 D_2}$, $m_{23}^2 = \mu_{23} \cdot \mu_{32} = \dfrac{K_{23}^2}{D_2 \cdot D_3}$.

Dagegen hebt sich für Fig. 22 der Faktor η^2 im Zähler heraus.

Wir wollen aber in der weiteren Betrachtung der Resonanzkurven η stets, wie auch bei den zweigliedrigen Sieben, gleich 1 annehmen. Die Ungenauigkeit, die wir dabei in Kauf nehmen, kann bei dem schmalen Bereich der Resonanzkurven vernachlässigt werden.

Für die Form der Resonanzkurve kommt es dann nur auf den Ausdruck $\dfrac{1}{\sqrt{A_3'^2 + B_3'^2}}$ an, d. h. es genügt, die Summe $A_3'^2 + B_3'^2 = N_3'^2$, die wir außerdem noch mit irgendwelchen konstanten Faktoren multiplizieren können, in Abhängigkeit von den U zu untersuchen. Da die drei Kreise gleich abgestimmt sind, können wir setzen: $U_2 = \dfrac{U_1}{p_2}$, $U_3 = \dfrac{U_1}{p_3}$, wo $p_2 = \dfrac{D_2}{D_1}$, $p_3 = \dfrac{D_3}{D_1}$ ist.

Es sei weiter $K_{23} = n \cdot K_{12}$. Multiplizieren wir dann N_3' mit $p_2 p_3$, so kommt:

$$A_3'' = p_2 p_3 - U_1^2 (1 + p_2 + p_3) + m_1^2 (n^2 + p_3)$$
$$B_3'' = U_1 (p_2 p_3 + p_2 + p_3) - U_1^3 + U_1 m_1^2 (1 + n^2).$$

Hierin ist:

$$m_1^2 = \frac{K_{12}^2}{D_1^2} = m_{12}^2 \cdot p_2.$$

Also:

$$m_{12}^2 = \frac{m_1^2}{p_2}, \quad m_{23}^2 = \frac{n^2 m_1^2}{p_2 p_3}.$$

Setzen wir zur Abkürzung:

$$\left.\begin{aligned} &A_3'' = \alpha - \beta U_1^2 \qquad B_3'' = U_1 (\gamma - U_1^2), \\ &\text{worin: } \alpha = p_2 p_3 + m_1^2 (n^2 + p_3) \\ &\beta = 1 + p_2 + p_3 \\ &\gamma = p_2 p_3 + p_2 + p_3 + m_1^2 (1 + n^2), \end{aligned}\right\} (26)$$

so finden wir schließlich:

$$A_3''^2 + B_3''^2 = a + b U_1^2 + c U_1^4 + U_1^6, \quad (27)$$

$$\text{worin: } a = \alpha^2, \ b = \gamma^2 - 2 \alpha \beta, \ c = \beta^2 - 2 \gamma \text{ ist.} \quad (28)$$

Die beste Annäherung an die erwünschte rechteckige Form der Resonanzkurve erreichen wir nun offenbar dann, wenn die Kurve drei gleich hohe Maxima hat, die durch nicht zu tiefe Minima voneinander getrennt sind. Ein Maximum liegt offenbar bei $U_1 = 0$, und für diesen Wert wird:

$$A_3''^2 + B_3''^2 = \alpha.$$

Damit nun die beiden anderen Maxima ebenso hoch sind, muß der von U_1 abhängige Teil des Ausdrucks (27) verschwinden, also wenn wir durch U_1^2 dividieren:

$$U_1^4 + c U_1^2 + b = 0.$$

und demnach:

$$U_1^2 = -\frac{c}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{c^2 - 4b}.$$

Wenn es sich um zwei Maxima handeln soll, so darf sich für U_1^2 offenbar nur eine Lösung ergeben, d. h. je zwei der vier Schnittpunkte der Geraden $\dfrac{1}{\sqrt{a}}$ mit der Resonanzkurve müssen zusammenfallen. Also ist die Bedingung für gleiche Höhe der drei Maxima:

$$c^2 = 4b \quad (29)$$

oder, wenn wir die Werte von c und b aus den Gleichungen (28) einsetzen:

$$\beta^3 + 8\alpha - 4\beta\gamma = 0. \quad (30)$$

Die Aufgabe wird nun im allgemeinen in folgender Form gegeben sein: Vorgegeben ist die Dämpfung D_1 des ersten Gliedes und die Kopplungsfaktoren K_{12} und K_{23}; die Dämpfung des mittleren Gliedes ist reine Verlustdämpfung, muß also möglichst klein gemacht werden; der Wert, auf den man D_2 herabdrücken kann, wird deshalb ebenfalls gegeben sein. Wir kennen also in der Gleichung (30): p_2, m_1^2 und n und suchen p_3. Die Bedingungsgleichung für p_3 ergibt sich nach einfacher Zwischenrechnung:

$$\left.\begin{aligned} &p_3^3 - p_3^2 (1 + p_2) + p_3 [(1 - p_2)^2 - 4 m_1^2 (1 - n^2)] \\ &+ (1 + p_2)(1 - p_2)^2 - 4 m_1^2 (1 - n^2 + p_2 + n^2 p_2) = 0. \end{aligned}\right\} (31)$$

Wir erkennen zunächst: Wenn p_2 verschwindet, wenn also die Dämpfung des mittleren Gliedes vernachlässigt werden kann, so wird:

$$(p_3 - 1)[p_3^2 - (1 - 4 m_1^2 (1 - n^2)] = 0.$$

Da für p_3 nur reelle positive Lösungen in Frage kommen, so sehen wir, daß $p_3 = 1$, also $D_1 = D_3$ sein muß.

Im Falle verschwindender Dämpfung des Mittelgliedes erhält man also gleich hohe Maxima, wenn man die beiden Außenglieder gleich stark dämpft.

Wenn p_2 von 0 verschieden ist, und das ist streng genommen immer der Fall, so ergibt sich p_3 durch Auflösung der Gleichung dritten Grades (31). Wenn die Kopplung zwischen 2. und 3. Gliede sehr lose im Vergleich zu der Kopplung zwischen dem 1. und 2. Gliede, d. h. etwa $n \leqq 0{,}25$ ist, so kann man n^2 gegen 1 vernachlässigen und die Gleichung (31) vereinfacht sich zu:

$$p_3^3 - p_3^2 (1 + p_2) - p_3 [(1 - p_2)^2 - 4 m_1^2] + (1 + p_2)[(1 - p_2)^2 - 4 m_1^2] = 0.$$

Die einzige reelle Wurzel dieser Gleichung ist, wie man leicht sieht:

$$p_3 = 1 + p_2, \qquad (32)$$

p_3 ist also in diesem Falle von m_1^2 unabhängig.

Für $n = 0{,}5$ und $n = 1$ habe ich für verschiedene Werte von m_1^2 die Gleichung (31) aufgelöst und die Lösungen für p_3 in die Tabellen 5 und 6 eingetragen.

Tabelle 5, $n = 0{,}5$.

m_1^2	$p_2 = 0{,}1$	0,3	0,5	0,7	1,0
1,0	1,16	(1,43)			
1,5	1,16	1,45	(1,71)		
2,0	1,16	1,46	1,73	(2,00)	
3,0	1,16	1,47	1,75	2,03	(2,41)
4,0	1,17	1,47	1,77	2,04	2,43
5,0	1,17	1,48	1,78	2,07	2,47
6,0	1,17	1,48	1,79	2,08	2,50
8,0	1,17	1,48	1,80	2,10	2,53

Tabelle 6, $n = 1{,}0$.

m_1^2	$p_2 = 0{,}1$	0,3	0,5	0,7	1,0
1,0	1,51	(1,99)			
1,5	1,67	2,16	(2,51)		
2,0	1,78	2,30	(2,66)		
2,5	1,85	2,43	2,82	(3,14)	
3,0	1,93	2,52	2,90	3,23	(3,74)
4,0	2,05	2,71	3,14	3,51	(4,00)
5,0	2,15	2,87	3,34	3,74	(4,26)

Für $n = 1$ ergeben sich bei kleinem p_2 und kleinem m_1^2 drei reelle Wurzeln für p_3, davon eine negative. In die Tabelle 6 ist jedoch nur die Lösung aufgenommen, die größer als 1 ist, weil der andere Wert wegen der Kleinheit von p_3 ohne praktische Bedeutung ist.

Aus den Tabellen ist noch nichts über die Lage der seitlichen Maxima, also über die Lochbreite zu entnehmen; es ist sogar möglich, daß diese Maxima gar nicht reell sind, obgleich die Bedingung: $c^2 = 4\,b$ erfüllt ist, daß also die Resonanzkurve einwellig ist. In diesem Falle sind die entsprechenden Werte für p_3 in den Tabellen 5 und 6 in Klammern gesetzt.

Als Maß für die Lochbreite wollen wir den Abstand der beiden äußeren Maxima von der Mitte betrachten. Wir finden hierfür aus (27) und (28):

$$U_1^2 = -\frac{1}{3}c \pm \frac{1}{3}\sqrt{c^2 - 3\,b} \qquad (33)$$

und unter Berücksichtigung der Bedingung (29) für die Maxima:

$$U_{1\,\max} = \pm\sqrt{-\frac{c}{2}}\,.$$

Die Bedingung für Mehrwelligkeit ist also: $c < 0$. Für $c = 0$ haben wir Grenzkopplung; da gleichzeitig $b = 0$ wird, so lautet die Gleichung der Resonanzkurve in diesem Falle einfach:

$$J_3 = \frac{\text{Const.}}{\sqrt{a + U_1^6}}.$$

In den Fig. 23, 24 und 25 sind die halben Lochbreiten $U_{1\,\max}$ in Abhängigkeit von p_2 mit m_1^2 als Parameter aufgetragen. Wir haben hiernach die Möglichkeit, Kurven mit der gewünschten Lochbreite mit drei gleich hohen Maxima zu erhalten.

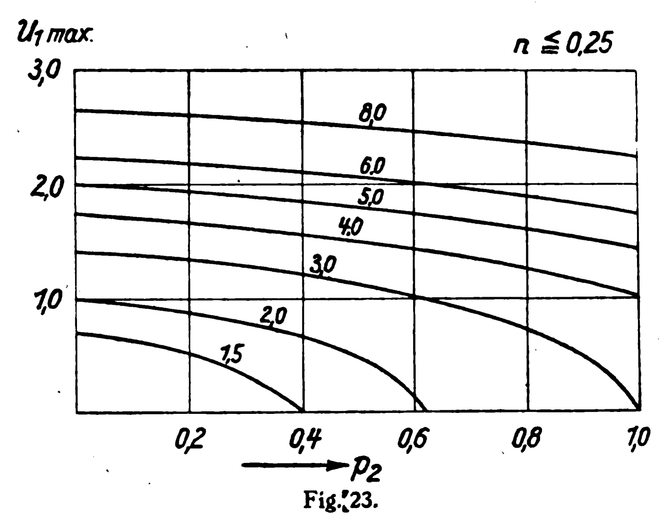


Fig. 23.

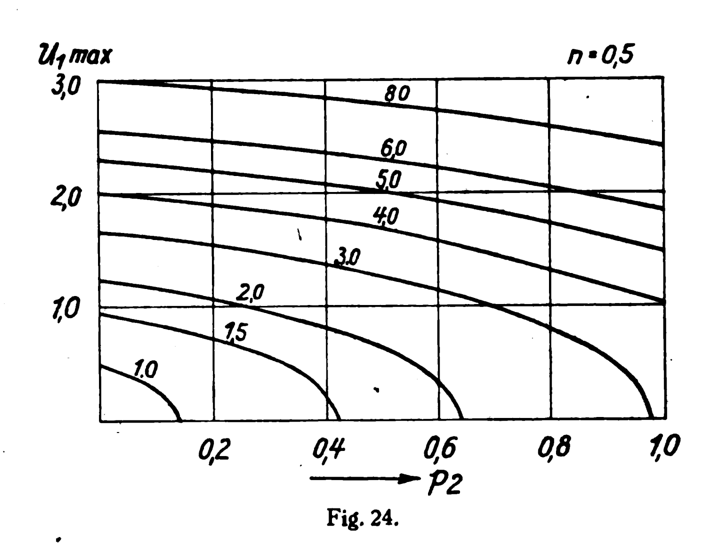


Fig. 24.

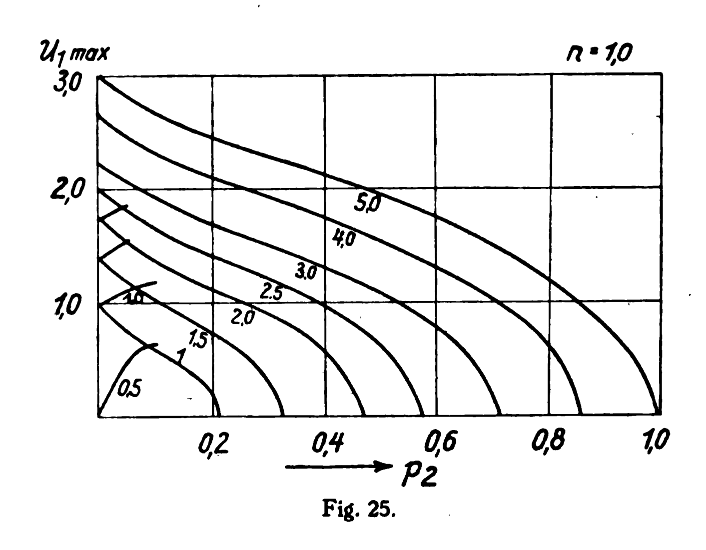


Fig. 25.

Es erübrigt nun noch, einen Überblick zu gewinnen über die Steilheit der Kurven und die Tiefe der Minima, also über die eigentliche Kurvenform oder den Kurventypus. Für

verschwindende Dämpfung des Mittelgliedes, also für $p_2 = 0$, $p_3 = 1$ finden wir aus (26) und (28):

$$\alpha_0 = 2\, m_0^2,\ \beta_0 = 2,\ \gamma_0 = 1 + 2\, m_0^2$$

$$\left.\begin{array}{c} a_0 = 4\, m_0^4,\ b_0 = (1 - 2\, m_0^2)^2,\ c_0 = 2\,(1 - 2\, m_0^2), \\ \text{wo } 2\, m_0^2 = m_1^2\,(1 + n^2) \text{ ist.} \end{array}\right\} \quad (34)$$

Für gleiche Kopplungen, also für $n^2 = 1$, ist $m_0^2 = m_1^2$. Wir wollen die Form, die die Gleichung der Resonanzkurve in dem Fall $p_2 = 0$, $p_3 = 1$ annimmt, als die Normalform bezeichnen und alle darauf bezüglichen Größen mit dem Index 0 versehen. Wir sehen, daß die Bedingung für die Grenzkopplung bei der Normalform lautet: $2\, m_0^2 = 1$, $m_0^2 = 0{,}5$. Für die Lochbreite finden wir:

$$U_{0\,\max} = \pm \sqrt{2\, m_0^2 - 1}. \quad (35)$$

Die Lage der Minima ergibt sich aus (33) zu:

$$U_0^2{}_{\min} = \frac{1}{3}\,(2\, m_0^2 - 1).$$

Also wird die Minimumamplitude gleich

$$\frac{1}{\frac{2}{3}\sqrt{\frac{8}{3}\, m_0^6 + 5\, m_0^4 + 2\, m_0^2 - \frac{1}{3}}}. \quad (36)$$

In der nachstehenden Tabelle 7 sind die nach den angegebenen Formeln ermittelten Werte für die halbe Lochbreite und die Minimumamplitude für verschiedene Werte von m_0^2 angegeben:

Tabelle 7.

m_0^2	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	4,0	5,0
$U_{0\,max}$	0,000	1,000	1,414	1,732	2,000	2,236	2,646	3,000
Min. Ord. in %	100	98,5	94,3	88,6	85,2	81,5	76,4	69,3

Die Kurven für $m_0^2 = 0{,}5$, 1,0, 1,5, 2,0, 2,5 sind in der Fig. 26 aufgetragen. Wir sehen wieder, daß sie in ihren oberen Teilen bis auf etwa 10% der Maximalamplitude her-

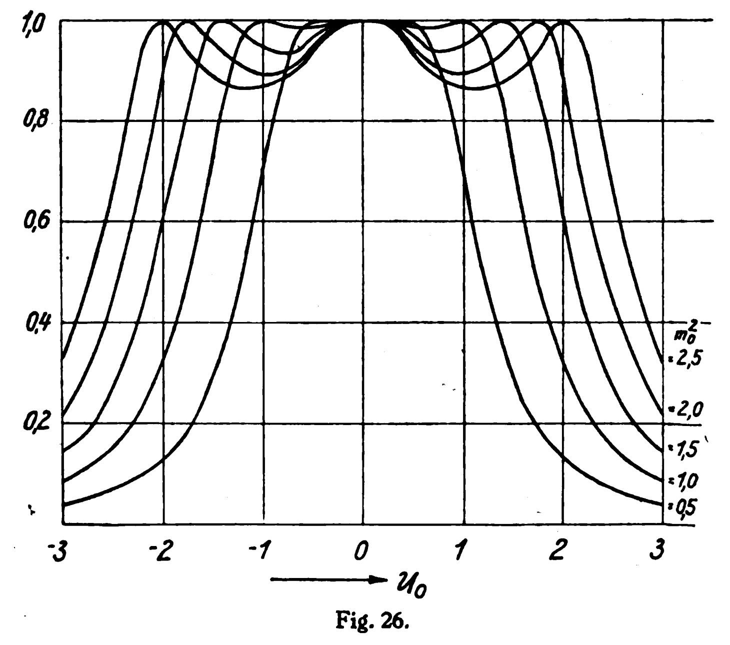


Fig. 26.

ab miteinander parallel sind. Wir können also wieder die Steilheit T_3 für den einfachsten Fall, nämlich $m_0^2 = 0{,}5$ berechnen. Die reduzierte Resonanzkurvengleichung ist in diesem Fall:

$$J_{3\,\mathrm{red}} = \frac{1}{\sqrt{1 + U_1^6}}$$

und wir finden:

$$\frac{d\, J_{3\,\mathrm{red}}}{d\, U_1} = -3\, U_1^5\,(1 + U_1^6)^{-\frac{3}{2}}$$

$$\frac{d^2 J_{3\,\mathrm{red}}}{d\, U_1^2} = -15\, U_1^4\,(1 + U_1^6)^{-\frac{3}{2}} + 27\, U_1^{10}\,(1 + U_1^6)^{-\frac{5}{2}} = 0,$$

also:

$$U_1^6 = \frac{5}{4},\ U_1 = 1{,}038,\ T_3 = \frac{2}{D_1} \cdot 3\left(\frac{5}{4}\right)^{\frac{5}{6}}\left(\frac{9}{4}\right)^{-\frac{3}{2}} = 1{,}071 \cdot \frac{1}{D_1}.$$

Setzen wir für D_1 die mittlere Dämpfung $Dm = {}^2/_3\, D_1$ ein, so ist:

$$T_3 = 1{,}607\, \frac{1}{D_m}.$$

Bei ein- und zweigliedrigen Systemen hatten wir gefunden:

$$T_1 = 0{,}77 \cdot \frac{1}{D}, \quad T_2 = \frac{1}{D}.$$

Wir sehen also, daß die Steilheit der Resonanzkurve immer umgekehrt proportional zur Dämpfung ist. Die für die Gliederzahl charakteristischen Faktoren werden mit wachsender Gliederzahl größer; aber aus dem langsamen Anstieg dieser Werte und aus der Betrachtung der Fig. 27,

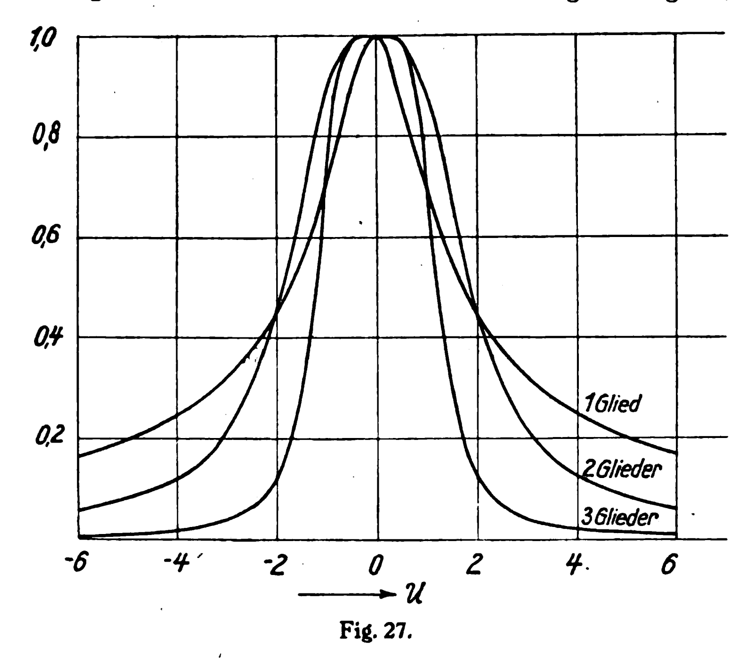


Fig. 27.

in der Resonanzkurven eines eingliedrigen Siebes und je eines zwei- und dreigliedrigen Siebes in der Normalform bei Grenzkopplung aufgetragen sind, ergibt sich, daß die Steilheit T kein geeignetes Maß für die Güte der Resonanzkurve ist. Eine Resonanzkurve ist offenbar um so günstiger, je größer die Lochbreite im Verhältnis zur Breite der Resonanzkurve an ihrem Fußpunkte, also bei etwa 10% der Maximalamplitude ist. Die Größe T kann wegen der weitgehenden Parallelität der einzelnen Resonanzkurven nicht mit diesem Verhältnis übereinstimmen. Das Verhältnis von Lochbreite zu Fußpunktbreite muß vielmehr mit wachsendem m_0^2 immer größer werden. Man erkennt das deutlich, wenn man z. B. die Kurve $m_0^2 = 2{,}5$ aus Fig. 26 im Abszissenmaßstab so transformiert, daß sie am Fußpunkt, also etwa für $J_{3\,\mathrm{red}} = 0{,}1$, dieselbe Breite hat wie die Kurve $m_0^2 = 0{,}5$. Die Resonanzkurvenformen müssen also um so günstiger werden, je ausgeprägter die Mehrwelligkeit wird, solange nur nicht die Minima zu tief werden. Hiernach gibt also die Grenzkopplung die ungünstigste Kurvenform, denn man kann leicht zeigen, daß sich unterhalb der Grenzkopplung die Resonanzkurve nicht mehr wesentlich verschlechtert.

Auf die Normalform lassen sich nun alle anderen Ketten, bei denen die Bedingung (29) erfüllt ist, zurückführen. Wenn wir nämlich den Ausdruck:

$$A_3''^2 + B_3''^2 = a + b\,U_1^2 + c\,U_1^4 + U_1^6,$$

in dem die Bedingung (29): $c^2 = 4\,b$ erfüllt ist, mit dem Faktor $\frac{1}{q^6}$ multiplizieren und setzen: $\frac{U_1}{q} = U_1'$, so wird:

$$\frac{a}{q^6} + \frac{b}{q^4} U'^2 + \frac{c}{q^2} U_1'^4 + U_1'^6 = a' + b'\,U_1'^2 + c'\,U_1'^4 + U_1'^6$$

und die Bedingung: $c'^2 = 4\,b'$ bleibt erhalten. Wir können also q so wählen, daß:

$$a' = \frac{a}{q^6} = a_0 = 4\,m_0^4 \qquad (37\,a)$$

$$b' = \frac{b}{q^4} = b_0 = (1 - 2\,m_0^2)^2 \qquad (37\,b)$$

$$c' = \frac{c}{q^2} = c_0 = 2\,(1 - 2 m_0^2) \qquad (37\,c)$$

$$U_1' = \frac{U_1}{q} = U_0 \qquad (37\,d)$$

$$q = \frac{D_0}{D_1}. \qquad (37\,e)$$

Die erste dieser Gleichungen zusammen mit der dritten — die zweite folgt vermöge der Beziehung $c'^2 = 4\,b'$ aus der dritten — geben Bedingungsgleichungen für q und m_0^2. Aus (37e) ergibt sich dann die Dämpfung der Normalform und damit die Steilheit der Resonanzkurve. Durch Elimination von m_0^2 aus (37a) und (37c) finden wir:

$$q^3 - q\,\frac{c}{2} - \sqrt{a} = 0$$

$$q^3 - q\,\frac{\beta^2 - 2\,\gamma}{2} - \alpha = 0.$$

Setzen wir: $q = \frac{\beta}{2}$ in die letzte Bedingungsgleichung ein, so ergibt sich: $\beta^3 + 8\,\alpha - 4\,\beta\,\gamma = 0$, und das ist die Bedingung (30), die nach Voraussetzung erfüllt sein muß. Wir haben also:

$$\left.\begin{aligned} 2\,\frac{D_0}{D_1} &= 1 + \frac{D_2}{D_1} + \frac{D_3}{D_1} \\ D_0 &= \frac{D_1 + D_2 + D_3}{2} \\ \frac{2\,D_0}{3} &= \frac{D_1 + D_2 + D_3}{3} \end{aligned}\right\} \qquad (38)$$

d. h. die Resonanzkurven haben dieselbe Form, wenn die mittleren Dämpfungen gleich sind.

Aus (37a) folgt dann:

$$m_0^2 = \frac{\sqrt{a}}{2\,q^3} = \frac{a}{2\,q^3}. \qquad (39)$$

Sämtliche Resonanzkurven von dreigliedrigen abgestimmten Sieben, deren drei Maxima gleich hoch sind, sind also in unseren Normalformen enthalten. Durch Variation des Parameters m_0^2 erhalten wir eine Schar von Kurven, die die verschiedenen Kurventypen, unterschieden nur durch die Lochbreite und die Tiefe der Minima, enthalten. Die individuellen Kurven entstehen, wenn man x, X oder η als Abszissenmaßstab wählt. Aus jeder Kurve der ersten Schar entsteht dann durch Variation von D_0 eine neue Kurvenschar. Die Resonanzkurven der hier betrachteten Systeme bilden also eine zweifach unendliche Mannigfaltigkeit.

Wir wollen nun an Hand eines Beispieles zeigen, wie man nach dem bisher Dargelegten eine Siebkette mit den gewünschten Eigenschaften erhalten kann. Es sei $D_1 = 0{,}1$; weiter sei bekannt, daß unter den vorliegenden Umständen mit Rücksicht auf die zur Verfügung stehenden Spulen eine kleinere Dämpfung als 0,03 nicht zu erreichen ist; es sei also $D_2 = 0{,}03$, $p_2 = 0{,}3$. Weiter werde verlangt eine halbe Lochbreite von 7,5 %; es ist also:

$$x_{1\,max} = 0{,}075,\; X_{1\,max} = 2\,x_{1\,max} = 0{,}15,\; U_{1\,max} = 1{,}5.$$

Hierfür finden wir aus den Fig. 23, 24, 25, aus Gleichung (32) und den Tabellen 3 und 4:

Tabelle 8.

n	m_1^2	p_3	D_3	D_0	m_0^2
$\leq 0{,}25$	3,5	1,3	0,13	0,13	1,12
0,5	3,0	1,47	0,147	0,138	0,92
1,0	3,0	2,52	0,252	0,192	0,59

Aus D_1, D_2, D_3 ergibt sich nach (38) D_0 und nach (39) m_0^2. Die Werte von m_0^2 geben den Typus der betreffenden Normalkurve, also auch den der berechneten Kette an. Aus D_0 und den Abszissen der Normalkurve (s. Fig. 26) kann man auf die Abszissen X oder η der berechneten Kette schließen.

Wir kommen also mit um so geringerer Dämpfung des dritten Gliedes aus, je loser wir die Kopplung zwischen dem zweiten und dritten Kreis machen. Weiter sehen wir, daß die Gleichmäßigkeit der Durchlässigkeit in allen Fällen ausreichend ist; nur erhalten wir bei loserer Kopplung des zweiten und dritten Gliedes eine größere Steilheit der Resonanzkurve. Hierfür genügt es übrigens, bis $n = 0{,}5$ herabzugehen, denn bei noch loserer Kopplung verringert sich die mittlere Dämpfung nicht mehr wesentlich.

Für die Kopplungsfaktoren findet man leicht:

$$K_{12}^2 = m_1^2\,D_1^2 \qquad K_{23}^2 = n^2\,m_1^2\,D_1^2.$$

Für die Grenzkopplungen gilt, wenn wir die beiden betreffenden Kreise ohne Rücksicht auf den dritten Kreis betrachten, nach (12):

$$K_{12}^2 = \frac{D_1^2}{2}(1 + p_2^2) \qquad K_{23}^2 = \frac{D_1^2}{2}(p_2^2 + p_3^2).$$

Wie sich aus einer Betrachtung dieser Formeln mit Hilfe der Tabellen 5 und 6 ergibt, ist K_{12} immer enger, K_{23} immer loser als die Grenzkopplung. Das hier entwickelte analytische Verfahren zur Erzielung annähernd rechteckiger Resonanzkurvenformen ist also dem Sinne nach identisch mit dem von H. Riegger in der oben erwähnten Arbeit [17]) angegebenen zeichnerischen Verfahren.

Schließlich sei noch bemerkt, daß wir die Verhältnisse bisher immer so gewählt haben, daß die Kopplung zwischen Kreis 1 und 2 fest, die zwischen 2 und 3 lose ist. Darin liegt aber keine Beschränkung der Allgemeinheit; denn da die Gleichungen (25) bezüglich Kreis 1 und 3 völlig symmetrisch sind, so läßt sich jede einmal gefundene Siebkette auch umdrehen, d. h. man erhält dieselbe Resonanzkurve, wenn man Stromquelle und Verbraucher miteinander vertauscht.

§ 10. Verstimmte dreigliedrige Siebe.

Wenn man die einzelnen Glieder in beliebiger Weise gegeneinander verstimmt, so erhält man unsymmetrische Formen für die Resonanzkurven. Es sind aber Fälle denkbar, in denen eine Verstimmung der beiden Außenglieder in der Weise, daß die Eigenfrequenzen der Außenglieder

[17]) S. [7]) a. a. O. S. 154.

ober- und unterhalb der Eigenfrequenz des Mittelgliedes liegen, zu günstigen Kurvenformen führen kann. Als Beispiel für diesen Fall wollen wir ein Sieb betrachten, von einer Form, die vielfach in der Praxis Verwendung findet.

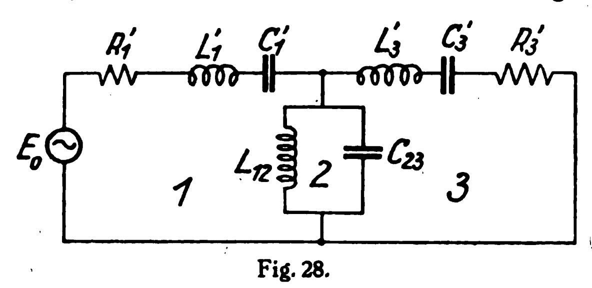


Fig. 28.

Es sei:

$$\omega_1' = \frac{1}{\sqrt{L_1' C_1'}} = \omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L_{12} C_{23}}} = \omega_3' = \frac{1}{\sqrt{L_3' C_3'}} = \omega_0.$$

Es sind also die Leitungsglieder des ersten und dritten Kreises auf den gesamten zweiten Kreis abgestimmt; gegenüber dem zweiten Kreise ist also der erste nach tieferen, der dritte nach höheren Frequenzen verstimmt. Weiter wollen wir noch annehmen, daß die Dämpfung des Mittelgliedes gegenüber den Dämpfungen der Außenglieder klein ist; eine Berücksichtigung der Dämpfung des Mittelgliedes, in ähnlicher Weise wie im vorigen Paragraphen durchgeführt, führt hier nicht zu übersichtlichen Formen. Aus diesem Grunde ist es angezeigt, wenn die Dämpfung des Mittelgliedes berücksichtigt werden muß, abgestimmte Siebe zu verwenden, zumal verstimmte Siebe keinerlei Vorteile gegenüber den abgestimmten bieten. Es sei weiter angenommen: $D_1' = D_3'$, also:

$$\frac{R_1'}{\omega_0 L_1'} = \frac{R_3'}{\omega_0 L_3'}.$$

Es ist also nicht nötig, daß $R_1' = R_3'$, $L_1' = L_3'$, $C_1' = C_3'$ ist, man kann vielmehr durch geeignete Wahl dieser Elemente eine beliebige Spannungstransformation erreichen.

Wir gehen aus von den Gleichungen (23), in denen wir $R_2{}^2 = 0$ setzen:

$$\left.\begin{aligned} J_3 &= E_0 \frac{S_{12} S_{23}}{\sqrt{A_3^2 + B_3^2}} \\ A_3 &= -R_1 S_2 S_3 - R_3 S_1 S_2 + R_1 S_{23}^2 + R_3 S_{12}^2 \\ B_3 &= R_1 R_3 S_2 - S_1 S_2 S_3 + S_1 S_{23}^2 + S_3 S_{12}^2 \end{aligned}\right\} \quad (40)$$

Dividieren wir Zähler und Nenner durch $R_1 \cdot R_{2a} \cdot R_3$, wo $R_2{}^a$ vorläufig beliebig ist, so kommt:

$$J_3 = \frac{E_0}{R_{2a}} \frac{U_{12} U_{32}}{\sqrt{A_3'^2 + B_3'^2}}$$

$$A_3' = -U_2 U_3 - U_1 U_2 + U_{23} U_{32} + U_{12} U_{21}$$

$$B_3' = U_2 - U_1 U_2 U_3 + U_1 U_{23} U_{32} + U_1 U_{12} U_{21}.$$

worin: $U_1 = \frac{S_1}{R_1}$, $U_2 = \frac{S_2}{R_{2a}}$, $U_3 = \frac{S_3}{R_3}$,

$U_{12} = \frac{S_{12}}{R_1}$, $U_{21} = \frac{S_{12}}{R_{2a}}$, $U_{23} = \frac{S_{23}}{R_{2a}}$, $U_{32} = \frac{S_{23}}{R_3}$ ist.

Nun ist: $U_1 = U_1' + U_{12}$, $U_2 = U_{12} + U_{23}$, $U_3 = U_3' + U_{32}$.

Setzen wir dies ein, so wird:

$$A_3' = -U_2 U_3' - U_1' U_2 - U_{12} U_{23} - U_{21} U_{32}$$

$$B_3' = U_2 - U_1' U_2 U_3' - U_3' U_{12} U_{21} - U_1' U_{21} U_{32}.$$

Es ist: $U_1' = \frac{X_1'}{D_1'} = U_3' = \frac{X_3'}{D_3'} = \frac{X_1'}{D_3'}$, $U_2 = \frac{X_2}{D_{2a}} = \frac{X_1'}{D_{2a}}$.

Wir können nun R_{2a} so bestimmen, daß $U_1' = U_2 = U_3' = U$ wird.

Dazu muß offenbar: $D_{2a} = D_1' = D_3'$, also:

$$\frac{R_{2a}}{\omega_0 L_{12}} = \frac{R_1'}{\omega_0 L_1'} = \frac{R_3'}{\omega_0 L_3'}$$

und somit: $R_{2a} = \frac{L_{12}}{L_1'} R_1' = \frac{L_{12}}{L_3'} R_3'$ sein.

Dann wird:

$$\left.\begin{aligned} J_3 &= E_0 \frac{L_1'}{L_{12} R_1'} \frac{U_{12} U_{23}}{\sqrt{A_3' + B_3'}} \\ A_3' &= 2 m_0'^2 - 2 U^2 \qquad B_3' = U (1 + 2 m_0'^2 - U^2), \end{aligned}\right\} \quad (41)$$

worin zur Abkürzung gesetzt ist:

$$2 m_0'^2 = -(U_{12} U_{23} + U_{21} U_{32}).$$

Weiter ist: $A_3'^2 + B_3'^2 = a' + b' U^2 + c' U^4 + U^6$,

wo: $a' = 4 m_0'^4$

$b' = (1 - 2 m_0'^2)^2$

$c' = 2 (1 - 2 m_0'^2)$.

Die reduzierte Resonanzkurvengleichung ist also, da der Zähler in (33) konstant ist, wie wir gleich erkennen werden:

$$J_{3\,\text{red}} = \frac{2 m_0'^2}{\sqrt{A_3'^2 + B_3'^2}}$$

und wir erkennen durch Vergleich mit (37), daß wir die gleichen Resonanzkurven erhalten wie beim abgestimmten dreigliedrigen Sieb in der Normalform. Der Typus der Resonanzkurve ergibt sich dann nach den oben angegebenen Tabellen aus dem Zahlenwert von $m_0'^2$.

Setzen wir: $\frac{L_{12}}{L_1'} = \varkappa_{12}'$, $\frac{C_3'}{C_{23}} = \gamma_{32}'$, $\varkappa_{21}' = 1$, $\gamma_{23}' = 1$,

so ergibt sich:

$$U_{12} = \frac{\omega L_{12}}{R_1'} = \frac{\omega_0 L_1'}{R_1'} \frac{\omega}{\omega_0} \frac{L_{12}}{L_1'} = \eta \frac{\varkappa_{12}'}{D_1'}$$

$$U_{21} = \frac{\omega L_{12} \cdot L_1'}{R_1 L_{12}} = \frac{\omega_0 L_1'}{R_1'} \frac{\omega}{\omega_0} = \eta \frac{\varkappa_{21}'}{D_1'}$$

$$U_{23} = -\frac{1}{\omega C_{23} R_3} \frac{L_3'}{L_{12}} = -\frac{1}{\omega_0^2 C_{23} L_{12}} \frac{\omega_0}{\omega} \frac{\omega_0 L_3'}{R_3'} = -\frac{1}{\eta} \frac{\gamma'_{23}}{D_3'}$$

$$U_{32} = -\frac{1}{\omega C_{23} R_3} = -\frac{1}{\omega_0 C_3' R_3'} \frac{\omega_0}{\omega} \frac{C_3'}{C_{23}} = -\frac{1}{\eta} \frac{\gamma'_{32}}{D_3'};$$

also ist der Zähler in (41): $U_{12} \cdot U_{23} = -\frac{\varkappa_{12}' \gamma_{32}'}{D_1'^2}$

und: $2 m_0'^2 = \frac{\varkappa_{12}' \varkappa_{21}'}{D_1'^2} + \frac{\gamma_{23}' \gamma_{32}'}{D_3'^2} = \frac{K_{12}'^2 + K_{23}'^2}{D_1'^2} = m_1'^2 (1 + n'^2)$.

Wenn wieder: $m_1'^2 = \frac{K_{12}'^2}{D_1'^2}$ und $K_{23}' = n' \cdot K_{12}'$ ist.

Wir erkennen, daß in diesem Fall in (41) U in strenger Weise die einzige Veränderliche ist; wir kommen also ohne die Annahme $\eta = 1$ zur Diskussion der Kurvenformen hier aus.

§ 11. Dreigliedrige Siebe der Leitungstheorie.

Der zweigliedrige Kettenleiter zweiter Art ist ein spezieller Fall eines Siebes nach Fig. 21. Es ist hier:

$$D_1 = D_3, \quad D_2 = 0, \quad R_1' = R_3', \quad R_2' = 0, \quad L_1' = L_3', \quad C_1' = C_3',$$

$$L_2' = 2 L_1', \quad C_2' = {}^1/_2 C_1', \quad L_{12} = L_{23}.$$

Analoge Beziehungen gelten bei kapazitiver Kopplung. Wir erhalten also nach § 9, weil $p_2 = 0$, $p_3 = 1$ ist, Resonanzkurven der Normalform und es ist:

$$m_0^2 = m_1^2 = \frac{L_{12}^2}{2 L_1^2} \frac{\omega_0^2 L_1^2}{R_1^2} = \frac{\omega_0^2 L_{12}^2}{2 R_1^2}.$$

Es entstehen also bei dieser Kettenleiterform stets symmetrische Resonanzkurven mit drei gleich hohen Maxima, deren Typus nur abhängig ist von dem Verhältnis $\frac{\omega_0 L_{12}}{R_1}$.

Anders liegen die Verhältnisse bei dem dreigliedrigen Kettenleiter erster Art.

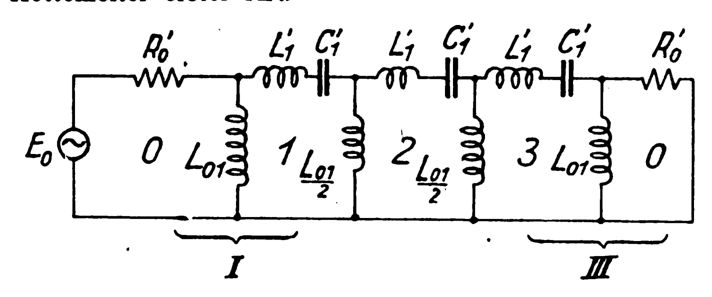


Fig. 29.

Führen wir nach (5) und (9) die für die Ersatzstromkreise I und III geltenden Größen ein, so haben wir:

$$E_I = E_0\, a_{01}^2$$
$$R_I = R_0'\, a_{01}^2$$
$$L_I = L_1 - L_{01}\, a_{01}^2$$
$$C_I = C_1'$$
$$a_{01}^2 = \frac{\omega_1^2 L_{01}^2}{R_0^2 + \omega_1^2 L_{01}^2}$$
$$\omega_I = \frac{1}{\sqrt{\left[L_1' + L_{01}\left(\frac{1}{2} - a_{01}^2\right)\right] C_1'}}$$
$$R_{III} = R_0'\, a_{30}^2 = R_I$$
$$L_{III} = L_1 - L_{01}\, a_{30}^2 = L_I$$
$$C_{III} = C_1' = C_I$$
$$a_{30}^2 = \frac{\omega_1^2 L_{01}^2}{R_0^2 + \omega_1^2 L_{01}^2} = a_{01}^2$$
$$\omega_{III} = \frac{1}{\sqrt{\left[L_1' + L_{01}\left(\frac{1}{2} - a_{30}^2\right)\right] C_1'}}$$

Dagegen ist:

$$\omega_2 = \frac{1}{\sqrt{(L_1' + L_{01})\, C_1'}}.$$

Die drei Kreise sind also nur dann aufeinander abgestimmt, wenn $a_{01}^2 = 0{,}5$, also $R_0 = \omega_1 L_{01}$ ist. Andernfalls sind die beiden äußeren Kreise gegen den mittleren Kreis verstimmt und zwar nach der gleichen Seite hin.

Ist die Voraussetzung gleicher Abstimmung: $a_{01}^2 = 0{,}5$ erfüllt, so haben wir wieder den Fall der Fig. 21, und weil $D_I = D_{III}$, $D_2 = 0$, $\omega_I = \omega_2 = \omega_{III}$ ist, so ergeben sich Resonanzkurven der Normalform. In diesem Sonderfalle ist: $\omega_0 L_{01} = R_0'$, $L_I = L_2$. Also:

$$m_0^2 = m_1^2 = \frac{L_{01}^2}{4 L_I L_2}\;\frac{4\,\omega_1^2 L_I^2}{R_0^2} = 1.$$

Der Typus der Resonanzkurve ist hierdurch gegeben; die Minimalamplituden betragen nach Tabelle 7: 98,5% der Maximalamplitude. Die Kurve ist also recht günstig.

Betrachten wir nun den allgemeinen Fall, wenn $a_{01}^2 \pm 0{,}5$ ist. Wir gehen aus von der Gleichung (22), in der wir zu setzen haben:

$$\mathfrak{Z}_1 = \mathfrak{Z}_I = R_I + i\, S_I,\quad R_I = R_0'\, a_{01}^2,$$
$$S_I = \omega L_1' + \left(\frac{3}{2} - a_{01}^2\right)\omega L_{01} - \frac{1}{\omega C_1'}$$
$$\mathfrak{Z}_2 = i\, S_2$$
$$S_2 = \omega L_1' + \omega L_{01} - \frac{1}{\omega C_1'} = S_I - \omega L_{01}\left(\frac{1}{2} - a_{01}^2\right)$$
$$\mathfrak{Z}_3 = \mathfrak{Z}_{III} = \mathfrak{Z}_I = R_I + i\, S_I$$
$$\mathfrak{Z}_{12} = \mathfrak{Z}_{23} = i\, S_{I2} = i\, S_{2\,III} \qquad S_{I2} = S_{2\,III} = \frac{\omega L_{01}}{2}$$
$$|\mathfrak{E}_0| = E_I = E_0\, a_{01}^2.$$

Also ist:

$$J_{III} = \frac{E_0\, a_{01}^2\, S_{I2}}{\sqrt{(R_I^2 + S_I^2)\,\left[(2 S_{I2}^2 - S_I S_2)^2 + R_I^2 S_2^2\right]}}.$$

Wir dividieren hierin Zähler und Nenner durch R_1^3 und setzen:

$$\frac{S_I}{R_I} = U_I,\quad \frac{S_2}{R_I} = U_I - 2\,U_{I2}\left(\frac{1}{2} - a_{01}^2\right),\quad U_{I2} = \frac{S_{I2}}{R_I} = \frac{\omega L_{01}}{2 R_I}$$
$$= \frac{\omega_I L_I}{R_I}\;\frac{\omega L_{01}}{\omega_I\, 2 L_I} = \eta_I \frac{\varkappa_{I2}}{D_I} = \eta_I\, \mu_{I2}.$$

Dann kommt:

$$J_{III} = \frac{E_0\, a_{01}^2\, \eta_I^2\, \mu_{I2}^2}{R_1\sqrt{(1 + U_I^2)\left\{\left[2\eta_I^2\mu_{I2}^2 - U_I^2 + 2 U_I \eta_I \mu_{I2}\left(\frac{1}{2} - a_{01}^2\right)\right]^2 + \left[U_I - 2\,\eta_I\,\mu_{I2}\left(\frac{1}{2} - a_{01}^2\right)\right]\right\}}}.$$

Hieraus sieht man leicht, daß für $a_{01}^2 \pm 0{,}5$ die Resonanzkurve unsymmetrisch ist, weil U_I im Nenner in ungeraden Potenzen auftritt; und zwar ist die Unsymmetrie um so erheblicher, je größer $\left|\frac{1}{2} - a_{01}^2\right|$ ist. Für die Form der Resonanzkurve ist die Größe μ_{I2} maßgebend, da wir $\eta\,\mu_{I2}$ wieder mit genügender Annäherung gleich μ_{I2} setzen können. Es sei wieder, wie oben:

$$\frac{\omega_I L_{01}}{R_0'} = q. \qquad \text{Wir finden dann: } \mu_{I2} = \frac{1 + q^2}{2\,q}.$$

Es gilt also auch hier wieder die gestrichelte Kurve der Fig. 13. Wenn q klein wird, so wird μ_{I2} schnell groß, d. h. es wächst die Kopplung stark an im Vergleich zur Dämpfung. Wir müssen also bei sehr loser Kopplung ähnliche Verhältnisse erwarten, wie sie durch die Fig. 14 und 15 beim zweigliedrigen Kettenleiter erster Art dargestellt waren. Dies wird durch die Fig. 30 und 31 bestätigt. Es sind hierin: $R_0' = 500$ Ohm und in Fig. 30:

$$D_I = 0{,}0385,\quad \varkappa_{I2} = 0{,}1,\quad \mu_{I2} = 2{,}6,\quad q = 0{,}2,\quad a_{01}^2 = 0{,}04,$$

in Fig. 31:

$$D_I = 0{,}01,\quad \varkappa_{I2} = 0{,}05,\quad \mu_{I2} = 5{,}0,\quad q = 0{,}1,\quad a_{01}^2 = 0{,}01.$$

Wie früher rücken auch hier mit abnehmender Kopplung die Maxima näher zusammen, die dazwischen liegenden Minima werden aber immer ausgeprägter.

In den Fig. 30 und 31 sind durch gestrichelte Linien die nach der Leitungstheorie berechneten Lochgrenzen ein-

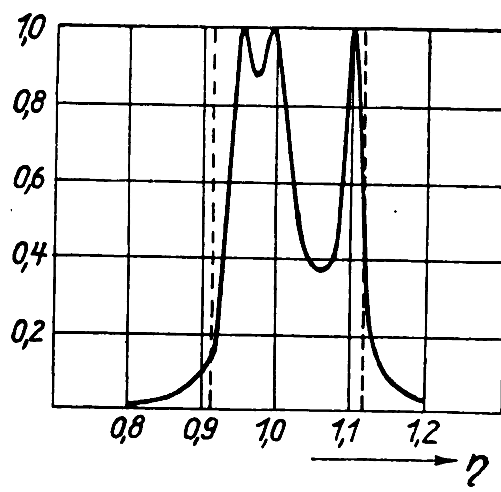


Fig 30.

getragen. Von einer einigermaßen gleichmäßigen Durchlässigkeit in diesem Bereich kann keine Rede sein.

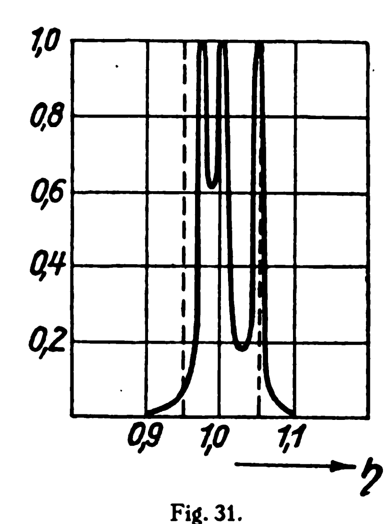


Fig. 31.

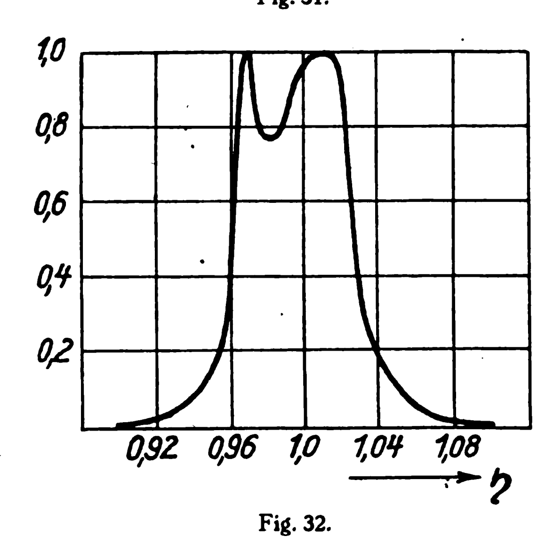


Fig. 32.

Fig. 32 gilt für: $R_0' = 500$ Ohm und

$D_I = 0{,}03$, $\varkappa_{12} = 0{,}0375$, $\mu_{12} = 1{,}25$, $q = 2{,}0$, $a_{01}^2 = 0{,}8$.

Auch diese Kurve ist nicht besonders günstig. Man sieht, daß infolge der Unsymmetrie des Siebes zwei Maxima sich nicht mehr voneinander abheben, während das dritte Maximum durch ein Minimum davon getrennt wird, das trotz der geringen Abweichung der Größe μ_{12} von dem Wert 1 schon erheblich ausgeprägt ist.

Die durch die verschiedene Abstimmung der Glieder bewirkte Unsymmetrie ist also immer schädlich. Es ist nun aber ein Leichtes, diese Unsymmetrie zu beseitigen, wenn man von den Vorschriften der Leitungstheorie abweicht. Man braucht dazu nur die Leitungsinduktivitäten und Kapazitäten in Fig. 29 in den einzelnen Kreisen so zu bemessen, daß $\omega_I = \omega_2 = \omega_{III}$ wird.

Zusammenstellung.

Es werden ein-, zwei- und solche dreigliedrigen Siebe betrachtet, deren Resonanzkurven drei gleich hohe Maxima haben, und Methoden abgeleitet, nach denen ein Überblick über die Form der Resonanzkurve gewonnen werden kann:

Resonanzkurven von eingliedrigen Systemen haben alle den gleichen Typus; bei zweigliedrigen und bei dreigliedrigen Systemen von bestimmter einfacher Form, der sogenannten Normalform, wird der Kurventypus durch eine einfache Funktion von Kopplung und Dämpfung bestimmt.

Auf die Normalformen lassen sich bei abgestimmten zweigliedrigen und dreigliedrigen Sieben die Resonanzkurven von Sieben allgemeinerer Form zurückführen. Es zeigt sich, daß Siebe dieselbe Resonanzkurve haben, wenn ihre mittleren Dämpfungen dieselben sind.

Für die Dauer der Ausgleichvorgänge wird für ein- und zweigliedrige Siebe eine einfache Abhängigkeit von der Dämpfung, bei inhomogenen Systemen, von der mittleren Dämpfung abgeleitet. Auch hier ist für das Verhalten der Siebe die mittlere Dämpfung maßgebend.

Es wird gezeigt, wie beim Aufbau der Siebe die Anschlußelemente zu berücksichtigen sind, damit die gewünschte Resonanzkurve erhalten wird.

Es werden zwei- und dreigliedrige Systeme betrachtet, die nach den Vorschriften der Leitungstheorie gebaut sind und gezeigt, welche Abweichungen von den nach der Leitungstheorie zu erwartenden Resultaten sich ergeben. Für ein solches zweigliedriges Gebilde werden die Ergebnisse von zwei Versuchsreihen mitgeteilt, die die rechnerischen Resultate bestätigen.

Gewitter und atmosphärische Störungen.

Von **M. Dieckmann.**

Am Abend des 21. Juli 1924 hatte ich zu einer Beobachtung Gelegenheit, die ich in der gleichen Reinheit bisher nicht kannte. Ich befand mich abends gegen 9 Uhr auf meinem Anwesen in Gräfelfing, von welchem aus ich das ganze Himmelsgewölbe nach Norden, Osten und Süden frei überblicken kann. Im Osten in schätzungsweise 40—50 km Entfernung standen Gewitterwolken, in denen lebhaftes Wetterleuchten und gelegentliche Blitzschläge zu bemerken waren. In einem offenen Fenster befand sich ein Lautsprecher, der mit einer Audionempfangsanlage verbunden war. Während im allgemeinen äußerst geringe atmosphärische Störungen zu hören waren, traten dieselben im Lautsprecher brüllend laut knarrend auf, jedesmal wenn am Himmel eine elektrische Entladung zu bemerken war. Und zwar bildete der Schall außerordentlich deutlich und präzise den Charakter der Leuchterscheinung ab. Ein Blitz mit darauffolgendem mehrfachen kurzen Aufleuchten ergab ein scharfes und im gleichen Rhythmus der Leuchterscheinung schwächere Knarrgeräusche. Ganz fernes flackerndes Wetterleuchten genau für die Dauer seiner Erscheinung an- und abschwellend mit der sichtbaren Helligkeit entsprechende Wiedergabe. Dies wiederholte sich mit vollkommener Genauigkeit bei jeder der außerordentlich zahlreichen Entladungen, während wie gesagt, so lange keine sichtbare Entladung stattfand, fast keinerlei Nebengeräusche vorhanden waren.

Referate.

J. H. Dellinger and L. E. Whittemore. Radio signal fading phenomena. (Bureau of Standards. Journ. Washington Acad. of Sciences. Bd. 11. S. 245—259. 1921. Nr. 11.)

Bei einer Funkverbindung treten mannigfache Schwierigkeiten auf, die jemand, der das Gebiet theoretisch beherrscht, nicht erwarten würde. Diese Punkte, die der Ausbreitung und dem Empfang eigentümlich sind, kann man einteilen in

1. Verschwinden oder Schwanken der Intensität am Empfänger,
2. atmosphärische Störungen,
3. Störungen durch andere Stationen, die man nicht empfangen will.

Mit „Schwanken (fading)" bezeichnet man die plötzliche Intensitätsänderung der von einer bestimmten Sendestelle gegebenen Signale im Empfänger, wobei am Sender und Empfänger alle Schaltungen usw. unverändert bleiben. Dies ist eine für die Nachtzeit charakteristische Erscheinung.

„Atmosphärische Störungen" sind elektrische Störungen, die unregelmäßige Geräusche im Empfangstelephon hervorrufen. Sie treten zu allen Zeiten auf, sind aber gewöhnlich nachts und im Sommer kräftiger.

Von beiden genannten unterscheiden sich die Störungen durch andere Stationen, da diese durch Abstimmung, Richtempfang und Führung der Wellen, z. B. längs eine Drahtes beseitigt werden können. Diese sollen hier außer Betracht bleiben. Die über die beiden anderen Erscheinungen existierende Literatur ist recht gering und enthält Widersprüche. Wegen der verwickelten Art und Unsicherheit mancher Erscheinungen, können auch immer Ausnahmen von den allgemeinen Regeln gefunden werden.

Die Schwierigkeiten des Problems. Folgende vier Punkte sind für den Empfang charakteristisch: Intensität der Signale, ihr Aussetzen und ihre Richtung, sowie die atmosphärischen Störungen.

Um alle Zusammenhänge erkennen zu können, müßte man sie in Abhängigkeit von folgenden Variabeln untersuchen: Wellenlänge, Wellenart (gedämpft oder ungedämpft), Entfernung, Ort (d. h. See, Küste, Ebene, Gebirge, Flußufer), Zeit (d. h. Tag, Nacht, Sonnenaufgang oder -untergang, Jahreszeit), Auftreten von Finsternissen, Sonnenaktivität, atmosphärische Elektrizität, Erdmagnetismus und sonstige räumliche und zeitliche Unregelmäßigkeiten der Witterung. Diese Punkte sind unter sich auch nicht unabhängig, so daß ihre vollständige Untersuchung kaum möglich ist. Im folgenden sollen die Tatsachen über die Beeinflusung der vier Punkte von einigen der aufgezählten Variabeln zu einer brauchbaren Theorie zusammengestellt werden.

Ergebnisse von Versuchen und Beobachtungen.

Intensität bei Tage. (Änderung mit Entfernung, Ort und Wellenlänge.) Der Strom in einer Empfangsantenne ist gegeben durch den Ausdruck:

$$J \sim \frac{1}{\lambda \cdot d} \cdot \varepsilon^{-\alpha \frac{d}{\sqrt{\lambda}}} \quad (1)$$

wo λ = Wellenlänge, d = Entfernung vom Sender, α = Absorptionskoeffizient. Quantitative Messungen von L. W. Austin und anderen zeigen die Gültigkeit der Formel für längere Wellen (über 1000 m). Änderungen des Empfangsstromes sind von Änderungen des Absorptionskoeffizienten begleitet. Er ist ein Minimum für Ausbreitung über Seewasser und ändert sich über Land stark mit der Beschaffenheit des Untergrundes. Städte absorbieren kurze Wellen stark. Flüssen folgen die Wellen leicht. Die Alpen und andere Gebirge hindern nach Schwarzhaupt die Wellen bei Tage sehr, bei Nacht nur wenig. Die Intensität der von einer bestimmten Sendestation aufgenommenen Signale ändert sich stark von Tag zu Tag. Sehr lange Wellen, wie sie für den Amerika-Europa-Verkehr benutzt werden, ändern sich von einem zum andern Tage ebensoviel wie zwischen Tag nud Nacht.

Nur auf kurze Entfernungen, höchstens bis auf 300 km, ist der Absorptionsfaktor nahezu gleich 1. Dann bleibt die Empfangsintensität Tag und Nacht konstant. Und bei Übertragungen inmitten des Ozeans ist häufig nur ein geringes Schwanken in der Intensität zu beobachten. Der Absorptionsfaktor nähert sich für größere Wellenlängen mehr der 1. Für eine vorgegebene Entfernung werden lange Wellen weniger absorbiert als kurze und die Intensitätsabnahme ist weniger in die Augen fallend als bei kurzen.

Intensität der Signale bei Nacht und ihre Schwankungen. (Änderung mit Entfernung, Ort, Wellenlänge und Wellenart.) Die mittlere Intensität ist nachts größer als bei Tage, aber die Schwankungen sind größer, besonders ausgesprochen bei kurzen Wellen. So sind bei Nacht mit kurzen Wellen und der geringen Senderenergie von 1 KW abnorm große Entfernungen überbrückt worden. Signale von im Nordosten der Vereinigten Staaten gelegenen Sendern sind jenseits des Atlantischen Ozeans gehört und von solchen an der Küste Südamerikas gelegenen in ganz Nordamerika.

Die Erscheinung der Schwankungen ist den Amateuren bekannter als den Berufsfunkern, weil erstere meist bei Dunkelheit und mit kurzen Wellen senden und empfangen. Die beobachteten starken Schwankungen und die bei Nacht erzielten außerordentlichen Reichweiten werden von den Radiotechnikern nicht sehr ernst genommen, da es schwierig ist, mit den gewöhnlichen Radioapparaten zuverlässige Resultate zu erhalten.

Diese Erscheinungen wurden im letzten Jahre eingehend untersucht durch Zusammenarbeiten der American Radio Relay League und des Bureau of Standards. Von einer Reihe Stationen im Nordwesten der Vereinigten Staaten wurde nach vorher festgelegtem Schema gesandt, während gleichzeitig etwa hundert besonders ausgestattete Empfänger ihre Intensität feststellten. Hierdurch konnte man ohne besondere Kosten leicht tausende von zuverlässigen Beobachtungen gewinnen. Aus ihnen kann man auf statistischem Wege bequem die Resultate ableiten, die einzelne vorher auch beobachtet hatten.

Schwankungen der Signale und besonders solche großer Intensität wurden nur auf Entfernungen festgestellt, bei denen die Absorption bereits merkbar ist. Für die 200 m Welle traten diese Schwankungen für etwa 30 km Entfernung von der Sendestation kaum auf, während sie für 100 km und mehr regelmäßig beobachtet werden.

Drei Arten von Schwankungen wurden beobachtet:

1. Die Schwankungen haben eine Periode von einer Sekunde oder weniger. Dies rührt von der Sendestation her.

2. Sie haben eine Periode von der Größenordnung einer Minute. Die Ursache liegt in der Umgebung der Sender- oder Empfangsstelle.

3. Die Periode beträgt etwa eine Stunde. Dies ist auf die allgemeine Übertragungsrichtung zurückzuführen.

Signale eines bestimmten Senders zeigen ausgesprochene Schwankungen, während gleichzeitig andere Sendestationen den Effekt kaum erkennen ließen. An manchen Abenden wurden bestimmte Sendern von vielen Empfängern in allen Richtungen gut aufgenommen, während sie an anderen Abenden nur von wenigen Empfängern oder nur in einer Richtung gehört wurden. Eine bestimmte Empfangsstation hört gewöhnlich einige Sender mit großen Schwankungen und andere mit nur geringeren.

Erfolgt die Übertragung ganz über Wasser, so treten wenige, wenn überhaupt Schwankungen auf, während bereits ein schmaler Landstreifen zwischen Sender und Empfänger nach Nichols Schwankungen hervorruft. Küstenstationen beobachteten den Effekt seltener als solche im Binnenlande.

So wurden z. B. an drei aufeinanderfolgenden Nächten in Virginia keine kurzen Wellen aufgenommen, während Signale auf der 800 m und längeren Wellen die normale Intensität zeigten. Die gleiche Erscheinung trat in einer Nacht eine Woche später in Baltimore und Columbia auf. Später wurde noch einmal im mittleren Westen ein solch vollkommenes Aussetzen beobachtet. Beim Versagen in Columbia war die atmosphärische Leitfähigkeit ganz abnormal, sie änderte sich von einem sehr hohen nach einem sehr niedrigen Wert ohne eine entsprechende Änderung des atmosphärischen Potentialgefälles. Um 12 Uhr 17 Minuten nachts wurden die Bedingungen plötzlich normal und die Übertragung wurde sehr gut.

Signale auf langen Wellen von 23 500 m an zeigten kaum Intensitätsänderungen. Für dieselbe Wellenlänge besteht auch kaum ein Unterschied zwischen ungedämpften und gedämpften Funksendern.

Atmosphärische Störungen. (Änderungen mit dem Ort und der Zeit.) Sie sind intensiver im Sommer als im Winter und nachts stärker als bei Tage. Häufiger und kräftiger sind sie in den Tropen als in der gemäßigten Zone.

Für einen bestimmten Ort kommen die meisten Störungen aus einer bestimmten Richtung. Für den Nordwesten der Vereinigten Staaten ist diese Richtung der Süden oder Südwesten. Mitten auf dem Ozean sind sie seltener als unter Land, sowohl bei Tage wie bei Nacht. Dabei ist der Unterschied zwischen Tag und Nacht plötzlicher auf See als im Binnenlande. Stürme atmosphärischer Störungen begleiten gewöhnlich Wetteränderungen.

Am 20. Oktober 1920 wurden starke Störungen von den Empfangsstationen in New England beobachtet und außerhalb New Englands wurde keine ihrer Sendestationen gehört, während der Empfang aus anderen Richtungen gut war.

Richtung der Signale. (Änderung mit der Zeit, Wellenlänge, Entfernung und Wellenart.) Änderungen in der Richtung der Wellenfront sind nur bei langen Wellen, besonders bei ungedämpften beobachtet. Sie sind nachts stärker zu merken als bei Tage. Auf der 15 000 m Welle wurden nachts enorme Änderungen beobachtet (mehr als 90° innerhalb einer halben Stunde), während bei Tage die Abweichungen sehr klein blieben und selten über 10° hinausgingen. Auf der 1000 m Welle wurden Richtungsänderungen über 10° selten beobachtet.

Die Richtungsänderungen sind sehr klein auf sehr kurze Entfernungen von der Sendestelle, auf mittlere Entfernungen groß und wieder klein auf sehr große Abstände. Diese Tatsache wurde besonders an den Signalen der Station New Brunswick (New Jersey) beobachtet. — Eckersley glaubt, daß die Wellen beim Übergang von Wasser auf Land und umgekehrt gebrochen werden. Prüfungen der Radio-Peilstationen an der Küste zeigen keine Fehler beim Empfang von Signalen, die ganz über Wasser gegangen sind.

Einfluß des Sonnenauf- und -unterganges. (Intensität, Schwanken, atmosphärische Störungen und Richtung. Änderung mit der Wellenlänge).

Große Intensitätsänderungen sind für alle Wellenlängen, sogar über 15 000 m, bei Sonnenauf- und -untergang beobachtet. Sie treten besonders auf, wenn die Übertragung in der Ost-West-Richtung erfolgt.

Besonders schlecht ist die Übermittlung, wenn die Grenze zwischen Dunkelheit und Tag zwischen den Stationen liegt. Es ist berichtet, daß bei Sonnenauf- und -untergang die kürzeren Wellen beim transatlantischen Verkehr den längeren überlegen sind. In diesen kritischen Momenten wird die Intensität der Signale auf langen Wellen abnorm groß, während sie auf kurzen Wellen nur konstanter wird, kurz bevor sie plötzlich unhörbar werden. Es ist möglich, daß die von Inland- und Küstenstationen der Vereinigten Staaten beobachteten Unterschiede im Empfang transatlantischer Stationen auf Unterschiede in ihrer Lage zu der Sonnenauf- und Untergangslinie zurückzuführen sind.

Einfluß der Jahreszeit. (Intensität und atmosphärische Störungen.) Signale entfernter Stationen sind in Winternächten lauter als in Sommernächten. Sie werden im Frühjahr schwächer, und es ist die Frage, ob dies durch die Vegetation, Ionisation, Temperatur oder andere Faktoren verursacht wird. Atmosphärische Störungen sind weniger häufig und gewöhnlich schwächer im Winter als im Sommer.

Einfluß von Finsternissen. Der Eintritt einer Finsternis verbessert im allgemeinen den Empfang, sogar wenn die Wellen nur durch das Gebiet des Halbschattens gehen.

Einfluß der atmosphärischen Elektrizität, Erdmagnetismus, Sonnenaktivität (Intensität). Im Gegensatz zu seinem Einfluß auf die Drahttelegraphie beeinträchtigt ein Nordlicht den Empfang nur wenig, außer vielleicht bei kurzen Wellen. An einem Nordlichtabend konnte keine der normalen westlichen Stationen in Hartford (Connecticut) gehört werden, aber diese Stadt stand an diesem Abend mit Boston in Verbindung, was sonst sonderbarerweise unmöglich ist. Einen Tag nach einem Nordlicht empfing Chicago Signale einer Station in Los Angeles.

Einem Nordlicht gehen heftige Änderungen im erdmagnetischen Felde vorher und zwar gewöhnlich in einer Periode starker Sonnenfleckentätigkeit. Ein Nordlicht scheint eine extreme Störung an oder unter der Heaviside-schicht zu sein, die Änderungen der Ionisation und damit atmosphärische Störungen hervorruft.

Die atmosphärische Leitfähigkeit ist nachts etwas größer als am Tage. Sie nimmt bei Sonnenauf- und -untergang ab und das Potentialgefälle an der Erde zu.

Culver berichtet, daß, wenn das Potentialgefälle und die Leitfähigkeit der Luft stark schwanken, starke Störungen auftreten. Ihre Intensität ändert sich umgekehrt mit der Solarkonstanten und direkt mit der Intensität des erdmagnetischen Feldes. Über See schwankt die elektrische Leitfähigkeit weniger und ist von einem Tag zum anderen gleichmäßiger als über Land.

Ungleichmäßigkeiten im Raum und Zeit. (Intensität und atmosphärische Störungen.) Man hat gefunden, daß einige Stationen große Schwierigkeiten haben mit benachbarten in Verbindung zu treten, während sie andere, viel weiter entfernte, leicht erreichen. Stationen in der Nähe von Boston (Massachusetts) liefern hierfür Beispiele. So kann man das 110 km ostwärts gelegene Hartford nicht erreichen.

Zonen des Schweigens, in denen man bestimmte Stationen nicht empfangen kann, sind häufig auf See gefunden, sie liegen meist längs der Küste oder zwischen zwei Landteilen.

Stationen im Binnenland können manchmal Telegramme aufnehmen, wenn Küstenstationen es nicht können. Dies kann auf eine Sonnenuntergangserscheinung oder auf die Lage der Stationen zu den Quellen etmosphärischer Störungen zurückzuführen sein. Stationen, die kein Kilometer voneinander entfernt sind, können sich erheblich in der Intensität der beobachteten Störungen und der von einer bestimmten Sendestation aufgenommenen Signale unterscheiden.

Meteorologische Einflüsse. (Intensität, Schwankungen, atmosphärische Störungen.) Eine gute Radionacht, d. h. eine solche, in der die Signale laut und die Störungen gering sind, ist gewöhnlich bedeckt oder folgt einem trüben Tage. Irgendwelche Schwankungen werden nicht durch Wolken hervorgerufen. Die Übertragung ist während oder unmittelbar nach einem Regen gewöhnlich gut.

Während wiederholt Zusammenhänge zwischen den meteorologischen und Radiofaktoren gesucht wurden, besteht bisher wenig Gewißheit über das Vorhandensein solcher. Indirekt beeinflussen meteorologische Elemente wie Temperatur, Konvektion usw. an der Erdoberfläche sicher die Regelmäßigkeit der Grenzfläche der Heavisideschicht, und mögen so nächtliche atmosphärische Störungen und Verschwinden der Signale hervorrufen. Ebenso mag die Temperaturdifferenz zwischen Land und Meer einen Einfluß hervorrufen, der sich weit in der Luft ausbreitet.

Der Einfluß der Witterung auf die Antennenisolation und die Erdung ist prinzipiell wichtig für die Übertragung am Tage. Der Einfluß auf die Ionisation und auf die Grenzschichten der ionisierten Regionen der obern Atmosphäre ist nachts auffälliger.

Bei den Beobachtungen der American Radio Relay League und des Bureau of Standards im Oktober 1920 wurde festgestellt, daß die Schwankungen gering, die Signale gut und die Luftstörungen schwach waren, wenn es an der Empfangsstation regnete. (Geringe Schwankungen: 17, mittlere: 18, starke: 9. Signale schwach: 4, mittellaut: 31 und sehr laut: 7. Schwache Störungen: 24, mittlere: 13 und starke: 6.)

Wolken am Empfänger haben gute Signale zur Folge (schwache Signale: 9, mittellaute: 75 und sehr laute: 17.)

Möglicherweise schützen die Wolken die obere Luftschicht vor Temperaturstörungen und anderen Einflüssen der Erdoberfläche.

Diskussion und Erklärung.

Die Kompliziertheit der Erscheinungen läßt auf die gleiche Kompliziertheit ihrer Ursachen schließen, so daß man nicht alle Beobachtungen mit einer Erklärung trifft. Doch treten manche Tatsachen klarer hervor und führen sehr gut zu einer Erklärung der Ausbreitung der elektrischen Wellen, wie unten auseinandergesetzt wird.

Übertragung bei Tage. Bei Tage werden nur die Wellen benutzt, die sich längs der Erdoberfläche ausbreiten und nicht die Wellen in der oberen Atmosphäre. Dies drückt sich in der Gleichung (1) dadurch aus, daß der Absorptionskoeffizient α mit dem Charakter der Erdoberfläche sich ändert, über die die Ausbreitung erfolgt. Er ist ein Minimum für Seewasser und stark von den Eigenschaften des Erdbodens abhängig. Auf kurze Entfernungen geben kurze Wellen die lautesten Signale, die Absorption ist zu vernachlässigen. Auf große Entfernungen sind bei Tage, wenn die Gleichung (1) gilt, die langwelligen Signale wirkungsvoller, da der Absorptionsfaktor in Betracht kommt und die Reichweite kurzer Wellen begrenzt ist.

Die Wellen, die tagsüber in die Atmosphäre eindringen, können als von den oberen ionisierten Schichten (als Stratosphäre bekannt) gänzlich absorbiert angenommen werden. Folglich hängt die Intensität der übertragenen Wellen nur von dem Untergrund ab. Dies wird dadurch bestätigt, daß bei Tage sich die Ausbreitung über See nur wenig mit der Zeit ändert.

Der Gedanke, daß Wellen durch Ionisation geschwächt werden, ist sehr alt. Elihu Thomson und Fessenden verlegten die Ionisationen zuerst in den Erdboden, aber jetzt nimmt man an, daß sie in höheren Schichten erfolgt. Die Ionisation der Luft, die nahe der Erde bei weitem nicht groß genug ist, um irgend einen Effekt hervorzurufen, wird größer, je mehr die Entfernung von der Erde zunimmt.

Die extrem ultravioletten Sonnenstrahlen ionisieren die Luft, die Strahlen werden aber völlig absorbiert, während sie die obere Atmosphäre durchdringen. Bei Tage ist daher die Ionisation in höheren Schichten ohne Frage viel größer als in geringeren Höhen. Fleming stellte fest, daß die Luftleitfähigkeit nahe der Erdoberfläche 100 000 mal zu klein ist, um die beobachtete Absorption der elektrischen Wellen zu erklären. Die Ionisation der oberen Luftschichten ist recht groß, so daß bei Tage wohl alle in sie eindringenden Wellen absorbiert werden, und die an der Empfangsstation beobachtete Absorption durch die Verluste in der schlecht leitenden Erde selbst gedeutet werden kann.

Während die Änderungen von einem Tag zum anderen nicht völlig von der Bodenbeschaffenheit abhängig sind, stehen sie aber wahrscheinlich doch in einem Zusammenhang hiermit.

Intensität und Schwankungen bei Nacht. Die kurzen elektrischen Wellen, auf denen man Signale bei Nacht auf große Entfernungen hört, müssen sich auf ihrem Weg von der Erdoberfläche entfernen, denn beim Weg längs der Erdoberfläche würden sie stark absorbiert werden. Wahrscheinlich erreichen sie die obere Grenze der Atmosphäre, die so stark ionisiert ist, daß ihre elektrische Leitfähigkeit viel größer als die der Erdoberfläche ist, folglich können sie sich hier mit relativ geringer Absorption ausbreiten.

Das Vorhandensein einer oberen leitenden Schicht, zwischen der und der Erdoberfläche die elektrischen Wellen sich fortpflanzen, ist bereits 1893 von Fitzgerald und 1900 von Heaviside für die Übertragung auf große Entfernungen angenommen. Betrachtungen, die völlig unabhängig von den Radio-Erscheinungen angestellt sind, führten

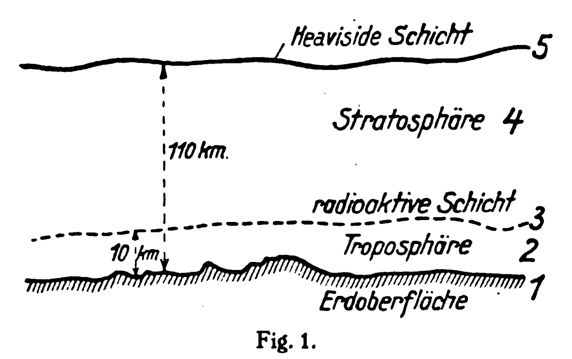


Fig. 1.

zu einem Bild der Struktur und Grenzschichten der Atmosphäre, wie die Fig. 1 zeigt, wobei 1 die Erdoberfläche bedeutet, ein relativ schlechter Leiter, 2 ist die Troposphäre, etwa 10 km hoch. In ihr liegen die Ursachen für die meteorologischen Erscheinungen, 3 eine radioaktive Schicht, die die Troposphäre von der oberen Region trennt. Das

Vorhandensein dieser Schicht ist nicht sicher gestellt, ist aber auch für die Erklärung der radioelektrischen Erscheinungen nicht so wichtig. Die Stratosphäre 4 hat eine Höhe von etwa 100 km. Sie ist bei Tage ionisiert, verliert diese Eigenschaft nachts durch Wiedervereinigung der Ionen sehr rasch. Die Heavisideschicht 5 ist dauernd ionisiert und stellt einen fast vollkommenen Leiter dar. Die Grenzflächen dieser Schichten sind offensichtlich nicht absolut horizontal. Die Stratosphäre ist nur bei Tage ionisiert, dies wird durch die Sonnenstrahlen hervorgerufen. Die dauernd ionisierte Region oberhalb der Heavisideschicht ist ein so guter Leiter, daß die Wellen sie nicht durchdringen können. Die Wellen, die sie erreichen, könen nur längs ihr gleiten, genau wie sie sich längs der weniger vollkommen leitenden Erdoberfläche ausbreiten.

Die vorstehenden Ausführungen über die Ausbreitung elektrischer Wellen beruhen auf der Annahme, daß die Wellen reflektiert oder zwischen der Heavisideschicht und der Erde gebeugt werden, sowohl bei Tage wie bei Nacht, wobei ihre Intensität tagsüber durch die Ionisation der Stratosphäre vermindert wird. Diese Betrachtung erklärt aber nicht, warum die Wellen nur bei Tage die charakteristischen Erdbodenabsorptionen zeigen, noch warum nur bei Nacht die Schwankungen auftreten. Man muß für die Übertragung bei Tage annehmen, daß die Wellen nur längs der Erde wandern, da es keine die Heavisideschicht erreichen können wegen der ionisierten Stratosphäre, während sie diese nachts erreichen und sich längs ihr ohne merkbare Schwächung ausbreiten.

Trifft dies zu, dann könnten die Wellen nachts enorme Reichweiten erreichen und zwar kürzere Wellen weitere als längere Wellen. Wegen der verschiedenen Absorption, die durch Unregelmäßigkeiten der Heavisideschicht und der anliegenden Schichten hervorgerufen sein können, können die Wellen sich in ihrer Intensität sehr rasch ändern. Kleine Unregelmäßigkeiten können kürzere Wellen stärker beeinflussen als lange, folglich können kurze Wellen mehr Schwankungen zeigen. Diese Schlüsse sind in guter Übereinstimmung mit den Tatsachen.

Innerhalb der Entfernung von der Sendestelle, für die die Absorption zu vernachlässigen ist, treten keine Schwankungen auf, und bei Tag und Nacht sind die Intensitäten gleich, da die Wellen nicht durch Zustände der oberen Atmosphäre beeinflußt werden. Wenn die hier gegebene Theorie korrekt ist, müßte die maximale Intensität bei Nacht durch die Gleichung (1), wenn der Absorptionsfaktor gleich eins ist, gegeben sein. Und dies ist tatsächlich beobachtet. In diesen Wert geht die Lage der Sende- und Empfangsstationen nicht ein. Folglich kann die Übertragungsformel nichts über die nachts beobachteten Intensitätsschwankungen aussagen, sie kann nur den Grenzwert der Signalintensität angeben. Man sieht hieraus, warum außerordentliche Reichweiten bei Nacht leichter mit kürzeren Wellen als mit langen erzielt werden können.

Die verhältnismäßig geringen Schwankungen bei langen Wellen sind teilweise darauf zurückzuführen, daß die Fortpflanzung längs des Bodens erfolgt.

Wenn die Schwankungen durch Interferenz zwischen der direkten und reflektierten Welle erklärt werden könnten, dann müßten sie größer sein für ungedämpfte Wellen als für gedämpfte, was aber nicht der Fall ist.

Luftstörungen. Von den starken atmosphärischen Störungen haben einige ihren Ursprung in der Nähe der Empfangsstelle, während andere elektrische Wellen sind, die von elektrischen Gewittern in bestimmt begrenzten Gebieten, wie der Westseite des Golf von Mexiko oder Zentralafrika, ausgehen. Dieses sind tropische Gegenden. Die Tatsache, daß Luftstörungen nachts stärker sind als bei Tage, beruht auf der leichteren Ausbreitung aller Wellen bei Nacht, so daß Luftstörungen, die bei Tage nur lokaler Art sind, nachts sich weit fortpflanzen. Nachtstörungen rühren scheinbar von Ereignissen in oder oberhalb der Heavisideschicht her, da zu gleicher Zeit, wenn die Luftstörungen intensiv sind, die Signale nicht zu hören oder sehr schwach sind und heftig schwanken. Dies deutet auf ein Störungsgebiet der Ionisationen oberhalb des betrachteten Platzes hin, das Luftstörungen hervorruft und ankommende Wellen absorbiert. Das Nordlicht präsentiert z. B. solch einen extremen Fall.

Richtung der Signale. Zwischen den Intensitätsschwankungen und Richtungsänderungen besteht kein Zusammenhang, außer daß beide nachts größer sind. Die Schwankungen sind bei kurzen, die Richtungsänderungen bei langen Wellen am größten. Eine gemeinsame Erklärung beider Erscheinungen durch die Heavisideschicht ist also schwer. Kinsley vermutet, daß die Richtungsänderungen von Reflexionen an der radio-aktiven Schicht zwischen der Tropo- und Stratosphäre herrühren.

Einfluß von Sonnenauf- und -untergang. Dem Übergang vom ionisierenden Sonnenlicht zur Dunkelheit entspricht eine Diskontinuitätsfläche, die für die Wellen ein Hindernis bedeutet, an dem sie teilweise reflektiert werden. Diese Änderung findet in der Stratosphäre oberhalb der Wolken statt. Die Beugung der Wellen wird durch eine Änderung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit infolge der Ionisation hervorgerufen. Da diese Geschwindigkeitsänderung proportional dem Quadrat der Wellenlänge ist, sind die Einflüsse von Sonnenauf- und -untergang für längere Wellen stärker.

Einfluß der Jahreszeit. Die Zunahme der Signalstärke bei Nacht und das seltene Auftreten von Luftstörungen im Winter zeigen, daß die Heavisideschicht nahezu eben ist und nur wenige Massen ionisierter Luft aufweist, die Störungen aussenden. Dieser ruhigere Zustand der Grenzfläche beruht wahrscheinlich auf dem täglich nur wenige Stunden dauernden Einfluß der Sonne.

Einfluß der Luftelektrizität, Erdmagnetismus, Sonnentätigkeit. Der Zusammenhang zwischen den Radioerscheinungen und den normalen Änderungen der atmosphärischen Leitfähigkeit und ähnlicher Größen an der Erdoberfläche ist nur lose. Bei starken Luftstörungen und Schwankungen ändern sich Leitfähigkeit und Potentialgefälle mehr als gewöhnlich. Das heißt, daß die Massen ionisierter Luft, die auf die radio-elektrischen Wellen einwirken, nur wenig auf die Erdoberfläche einwirken.

Das sichtbare Nordlicht ruft scheinbar ein Heruntergehen der Heavisideschicht bis weit in die Stratosphäre oder noch tiefer hervor. Man weiß, daß sie sich bis auf etwa 60 km an die Erdoberfläche senkt. Dies geschieht mit mächtigen Störungen, so daß der kurzwellige Radioverkehr gewöhnlich unterbunden ist. Dabei werden die normal vorliegenden Verhältnisse so auf den Kopf gestellt, daß man in Einzelfällen die Signale an bestimmten Plätzen aufnimmt, wo man sonst keinen Empfang hat, weil die jetzt niedrig liegende Heavisideschicht die gewöhnliche Störungsquelle einschließt.

Unregelmäßigkeiten. Wenn auch manchmal eine Erklärung schwierig ist, scheinen lokale Ionisationen Unregelmäßigkeiten hervorzurufen, die für einen bestimmten Ort wie eine Barriere wirken. Die Tatsache, daß die Über-

tragung für Punkte jenseits der Zone des Schweigens gut ist, bestätigt die allgemeine Theorie der Wellenausbreitung bei Nacht an der oberen Grenze der Stratosphäre. In diesem Falle gehen sie wahrscheinlich über die Barriere hinweg.

Der Ursprung dieser örtlichen Ionisierung ist unbekannt. Wahrscheinlich rührt sie von einer lokalen Eigenschaft der Erdoberfläche her. Sie mag direkt wirken, wie z. B. durch radio-aktive Strahlung, oder indirekt, wie z. B. durch extreme Temperaturdifferenzen, oder vertikale Luftströme. Letztere sind wahrscheinlich vorhanden, da solche Unregelmäßigkeiten an oder in der Nähe der Küste oder in Gebirgsgegenden auftreten. Die Ursache der Unregelmäßigkeiten hängt zweifellos mit einer Ionisationsänderung zusammen, wie sie auch bei Sonnenauf- und -untergang auftritt.

Zusammenfassung.

Man kann annehmen, daß die Ursachen oder Quellen für die Intensitätsschwankungen und Luftstörungen in der Atmosphäre zwischen der Erdoberfläche und der Heavisideschicht vorhanden sind. Ihr Ursprung liegt zweifellos unter der Erde oder außerhalb der Erdatmosphäre.

Die Ausbreitung bei Tage erfolgt ausschließlich durch Wellen, die längs des Bodens wandern, während sie nachts, besonders auf große Entfernungen und bei kurzen Wellen, mit solchen geschieht, die sich längs der Heavisideschicht fortpflanzen. Bei Nacht ist also die Ausbreitung frei von der Absorption, der die Bodenwellen bei Tage ausgesetzt sind. Sie ist jedoch großen Veränderungen unterworfen, die durch Unregelmäßigkeiten in der Heavisideschcht und durch absorbierende Massen mehr oder weniger ionisierter Luft in oder in der Nähe dieser Schicht auftreten können. Die Veränderungen bewirken auch die Schwankungen.

Die hier gegebene Theorie vermag uns nur eine rohe Annäherung zu geben, sie hat jedoch den Vorteil, ein klareres Bild zu geben, als man bisher hatte. Der Zusammenhang zwischen Radioerscheinungen und denen der Luftelektrizität ist sehr eng. In ihrer Wichtigkeit stehen die anderen elektrischen Eigenschaften, die Solarkonstante, der Erdmagnetismus und meteorologische Faktoren hinter der atmosphärischen Leitfähigkeit zurück. Die Eigenschaften der Stratosphäre scheinen weit wichtiger zu sein, als die der Troposphäre, denn die Stratosphäre ist scheinbar der Sitz der unmittelbaren Ursachen der beobachteten Erscheinungen bei der radio-elektrischen Ausbreitung.

Übersetzt von E. Lübcke.

G. Marconi. Über gerichtete drahtlose Telegraphie mit kurzen Wellen auf große Entfernungen. (Long Distance Radio Transmission. The Use of Short Waves in Directional Wireless Telegraphy.) Electrician **93**, 43—44, 1924.

Bericht über einen Vortrag, den Marconi in diesem Sommer vor der Royal Society gehalten hat. Es handelt sich um Versuche, die die Marconi-Gesellschaft, besonders C. S. Franklin, mit sehr kurzen Wellen (100 m und darunter) angestellt hat, teils mit teils ohne Verwendung von Spiegeln. Wenn Spiegel benützt wurden, bestanden sie aus verhältnismäßig wenigen vertikalen Drähten, die als Erzeugende eines Parabolspiegels angeordnet waren, in dessen Brennlinie sich die Antenne befand.

Die ersten Versuche gehen zurück auf das Jahr 1916. Damals wurde ein gekoppelter Funkensender und ein Spiegel von $3^1/_2$ Wellenlängenöffnung benützt, die Richtwirkung bestimmt und in guter Übereinstimmung mit der theoretisch zu erwartenden gefunden. Die Fortsetzung der Versuche in Carnarvon mit einer Wellenlänge von 3 m ergab auf 32 km eine gute Verständigung, wobei nur auf der Sendeseite ein Spiegel vorhanden war.

Im Jahr 1917 wurden dann Röhrensender in Gebrauch genommen. Mit einer Wellenlänge von 15 m und 700 Watt Betriebsleistung war eine telephonische Verständigung von Carnarvon nach Kingstown Harbour auf 125 km und nachher über eine Landstrecke von 150 km möglich. Besondere Versuche, die die Wirkung der Spiegel zahlenmäßig festlegen sollten, zeigten, daß die Empfangsenergie in Verbindung mit Spiegeln auf der Sende- und Empfangsseite 200 mal größer wurde als ohne Spiegel.

Eine weitere Reihe von Versuchen wurde zwischen einem kleinen Sender in Poldhu mit einer Wellenlänge von ca. 100 m und einem Empfänger ohne Spiegel auf Marconis Dampfyacht „Elettra" von April bis Juni letzten Jahres gemacht. Dabei ergab sich, daß die Entfernungen, die bei Nacht erreicht wurden, alle Erwartungen übertrafen und daß sie durch dazwischen liegendes Land nicht erheblich verkleinert wurden. Die Stärke der Zeichen war bei Tag viel kleiner, aber durchaus regelmäßig und in regelmäßiger Weise abhängig von der mittleren Sonnenhöhe über der von den Wellen durchlaufenen Strecke. Die Befürchtung, daß die Stärke der Zeichen bei diesen kurzen Wellen bei Nacht und Tag sich in launenhafter Weise ändern und damit für einen kommerziellen Verkehr unbrauchbar sein würde, hat sich nicht bestätigt. Marconi bemerkt zu diesen Versuchen, daß die bekannte Austinsche Ausbreitungsformel für diese kurzen Wellen ungültig sei, daß man insbesondere den in ihr auftretenden Absorptions-Koeffizienten für die Übertragung bei Tag nicht als konstant, sondern als eine Funktion der Sonnenhöhe anzusehen habe. Die starke Änderung der Zeichenstärke bei Sonnenuntergang und -aufgang, die man bei langen Wellen beobachtet, fehlt bei diesen kurzen Wellen.

Der Einfluß der atmosphärischen Störungen war auch bei Tag viel geringer, als bei den sonst üblichen langen Wellen. Bei Nacht waren die Zeichen in St. Vincent, das ca. 4100 km von Poldhu und schon in tropischer Breite liegt, so stark, daß die atmosphärischen Störungen keinerlei Bedeutung hatten.

Bei diesen Versuchen mit der Yacht „Elettra" bestand der Sender in Poldhu aus 8 Senderöhren aus Glas; die zugeführte Energie war 12, die Antennenenergie 9 KW. Der Parabolspiegel zeigte auf Cap Verde. Die Stärke der Zeichen in dieser Richtung war so, wie sie bei langen Wellen einer Strahlung von ca. 120 KW entsprochen haben würde. Der Empfänger auf der Elettra, der keinen Spiegel besaß, bestand aus einer Antenne von 20 m Höhe über Wasser, einen Zwischen- und einem „frequency changer"-Kreis, zwei Hochfrequenzverstärkern, einer Detektorröhre mit Selbstüberlagerung und unter Umständen einer zweifachen Niederfrequenzverstärkung.

Wenn in Poldhu kein Spiegel benützt wurde, so waren bei Tag die Zeichen bis Sevilla (1400 km) zu empfangen, obwohl fast das ganze Spanien mit über 500 km gebirgigem Land dazwischen lag. Stärker waren die Zeichen im Gibraltar (1480 km), in Tanger (1510 km) und Casablanca (1750 km). Die Nachtzeichen waren in diesen Orten so stark, daß ohne Verstärker, mit verstimmter oder abgeschalteter Antenne oder ohne Überlagerung aufgenommen werden konnte.

Wurde in Poldhu ein Spiegel angewandt, so war während des ganzen Tages bis 2250 km ein Empfang möglich bei einem Betrieb des Senders in Poldhu mit 12 KW.

In St. Vincent (Cap Verdesche Inseln ca. 4200 km) ging der Empfang immer noch während einiger Stunden nach Sonnenaufgang und einige Zeit vor Sonnenuntergang, obwohl der Ankerplatz durch Berge abgeschirmt war. Die Nachtzeichen in St. Vincent hatten schätzungsweise eine Feldstärke von ca. 400—500 Mikrovolt pro Meter und bei dieser Intensität machten sich atmosphärische Störungen in keiner Weise bemerkbar. Als die Senderenergie in Poldhu bis auf 1 KW verringert wurde, waren die Nachtzeichen in St. Vincent immer noch stärker als für kommerziellen Betrieb nötig gewesen wäre, stärker als diejenigen von Carnarvon oder von irgend einer anderen europäischen oder amerikanischen Großstation. Weder bei Nacht noch bei Tag zeigten sich unregelmäßige Schwankungen der Zeichenstärke.

Später wurde die Leistung des Senders in Poldhu durch Verwendung von wassergekühlten Senderöhren von besonderer Konstruktion gesteigert. Sie wurden mit 21 KW betrieben und gaben eine Strahlungsleistung von ca. 17 KW. Ein besonderer Steuerkreis sorgt für die nötige Konstanz der Frequenz. Damit wurden Versuche bis zum halben Erdumfang gemacht. Bei anderen Versuchen mit einer Wellenlänge von 92 m, bei denen als Empfänger das Dampfschiff Cedric fungierte und bei denen weder auf der Sende- noch auf der Empfangsseite Spiegel verwendet wurden, konnten bei Tag die Zeichen bis ca. 2500 km aufgenommen werden, wobei ihre Stärke in regelmäßiger Weise mit der mittleren Sonnenhöhe variierte. Auf Long Island bei New-York kamen die Zeichen mit großer Intensität an, wenn über der ganzen Strecke Nacht war, mit geringerer Intensität, wenn die Sonne an irgend einem Teil der Strecke über dem Horizont stand. Nach Messungen von H. H. Beverage betrug die mittlere Feldstärke in New-York ca. 90 Mikrovolt pro Meter.

Mit ölgekühlten Röhren als Generatoren und Modulatoren wurde am 30. Mai d. J. drahtlose Telephonie mit Sydney versucht; die Wellenlänge war wieder 92 m, die Senderöhren erhielten ca. 18, die Modulationsröhren ca. 8 und die Steuerröhre ca. 2 KW. Die Sprache war in Sydney verständlich, obwohl der Sender ohne Spiegel benützt wurde. Marconi bemerkt dazu, daß diese Versuche einen Rekord für das Verhältnis Entfernung zu Wellenlänge darstellen, da die Entfernung Sydney Poldhu 189 000 Wellenlängen beträgt. Er weist außerdem darauf hin, daß mit Spiegeln am Sender und Empfänger die Verhältnisse noch viel günstiger geworden wären, da ein Spiegel die Zeichen außerordentlich verstärkt, die atmosphärischen Störungen aber nur, wenn sie zufällig genau in der Richtung der Zeichen ankommen.

Marconi gibt dann noch einige Regeln über die Verstärkung, die nach den bisherigen Erfahrungen und den Berechnungen von Franklin mit Spiegel zu erreichen sind.

Zum Schluß macht er darauf aufmerksam, daß bei solchen kurzen Wellen ein sehr viel rascherer Schnellbetrieb möglich sei als mit langen. Es bestehe seiner Ansicht nach kein Grund, warum man nicht bei einer Frequenz von 3 000 000/sec. ($\lambda = 100$ m) eine hundertmal so große Telegraphiergeschwindigkeit erreichen sollte als mit den bisher üblichen Frequenzen von etwa 30 000/sec. ($\lambda = 10 000$ m). Er sei überzeugt, daß man mit diesem System bei verhältnismäßig geringer Energie über die größten Entfernungen auf der Erde während eines beträchtlichen Teils von 24 Stunden arbeiten und während dieser Zeit, z. B. zwischen England und Indien oder den britischen Schutzgebieten, mehr Worte übermitteln könne, als durch die früher geplanten Großstationen mit ihren langen Wellen in 24 Stunden.

J. Zenneck.

W. Schmitz. Demonstration der Detektorwirkung einer Verstärkerröhre mit dem Braunschen Rohr. (Zeitschrift f. techn. Physik, 5 (24), Heft 3 S. 94.

Verfasser beobachtet bei Verwendung untenstehender Schaltung zur Demonstration der Detektorwirkung einer Verstärkerröhre, daß beim Einschalten einer hochinduktiven Drossel (Sek. Seite eines Hochspannungs-Transformators 500 Per.) in den Gitterkreis der Röhre I bei einer positiven

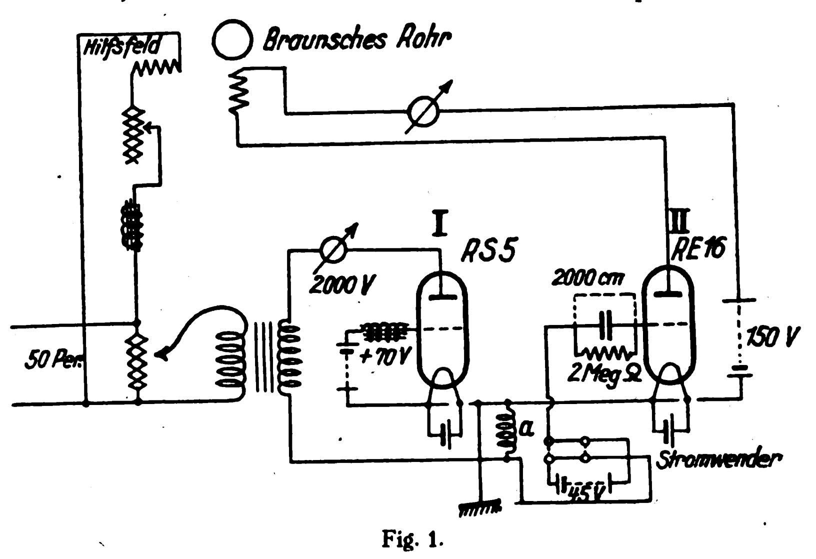


Fig. 1.

Gitterspannung von ca. 70 Volt und geeigneter Fadenheizung und Anodenwechselspannung mehr oder weniger gedämpfte mittelfrequente Schwingungen an der Röhre I entstehen. Durch geringe Steigerung der Anodenwechselspannung erhält der Verfasser weniger gedämpfte Schwingungen.

Diese Schwingungen werden der Verstärkerröhre zugeführt, ihre Gleichrichtung im oberen und unteren Knick der Charakteristik, sowie die Audionwirkung an Hand von Aufnahmen mit dem Braunschen Rohr gezeigt. Die Existenz der genannten gedämpften Schwingungen an der Röhre I wird gleichfalls durch Aufnahmen belegt.

E. Döring.

H. Salinger. Über die Rolle der Sekundärstrahlung in Elektronenröhren. (Zeitschrift f. techn. Physik 1924, Heft 3, S. 96—99, mit 3 Fig.)

Verfasser erläutert eingehend an Hand von Röhrencharakteristiken, die mit Doppelgitterröhren in Schutznetzschaltung (*R*-Röhren) aufgenommen sind, den Einfluß von Sekundäremission.

Bekanntlich beginnt die Auslösung von Sekundärelektronen bei 10—20 Volt Geschwindigkeit der Primärelektronen. Unterhalb dieser Grenze werden keine Sekundärelektronen mehr ausgelöst. (Sie endet bei etwa 500 Volt.)

Eine Anomalie von Emissionkurven infolge Auftretens von Sekundäremission kann nur dort auftreten, wo außer der Elektrode, auf welcher die Sekundärelektronen ausgelöst werden, eine andere vorhanden ist mit höherem Potential, auf welche die Sekundärelektronen zuwandern können, wo also überhaupt schon eine Verteilung des Emissionsstromes möglich ist. (Ein- und Mehrgitterröhren z. B.) Andernfalls können wohl Sekundärelektronen entstehen; sie werden aber vom eignen Feld wieder eingefangen. In der untersuchten Anordnung wird die relative Verschiedenheit der Potentiale durch die Schaltung bewirkt,

durch den Spannungsabfall des Anodenstromes i_a am äußeren Widerstand R_a. (S. Fig. 1 und die zu i_a gehörigen Werte von V_a Fig. 2.)

Die Höhe der auftretenden Potentiale bestimmt hier, daß Sekundäremission nur an der Anode auftreten kann.

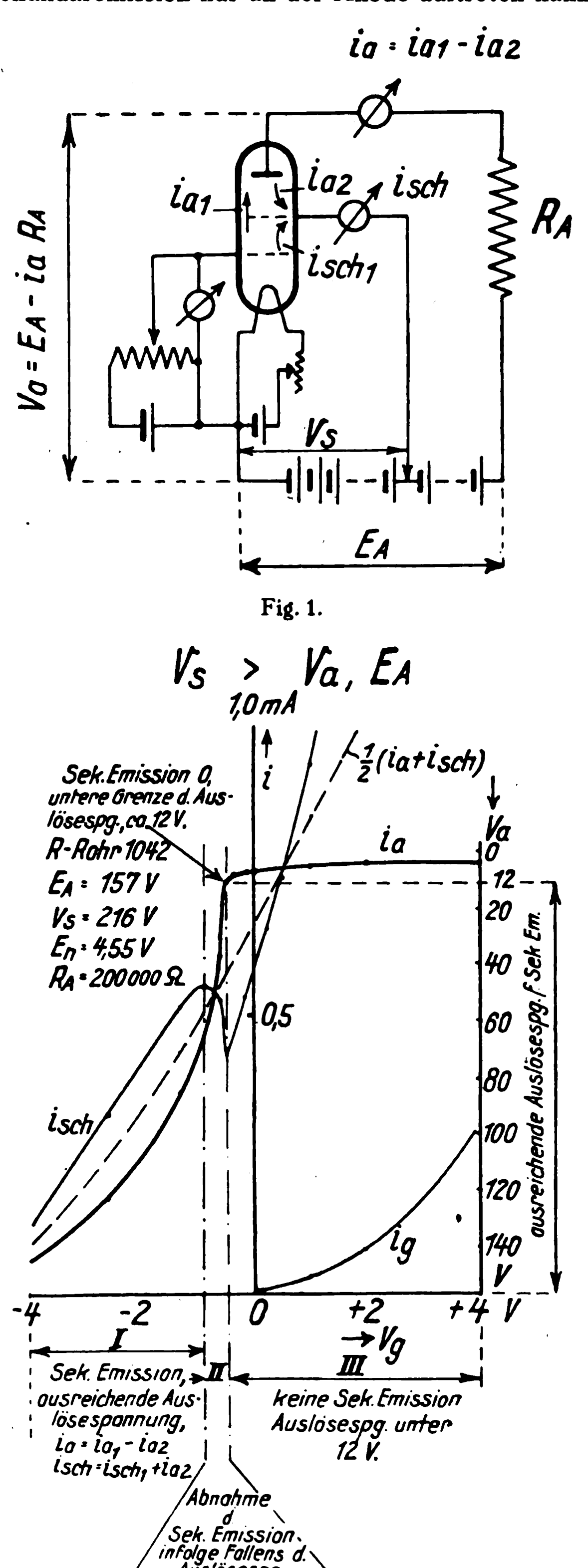


Fig. 1.

Fig. 2.

Im Bereich I findet Sekundäremission statt. Der zum Schutznetz fließende Strom i_{sch} ist um den Sekundäremissionsstrom i_{a_2} erhöht, der Anodenstrom um diesen Betrag geschwächt.

Bereich II: Die Sekundäremission nimmt mehr und mehr ab infolge der geringer werdenden Auslösespannung, da Anodenspannung immer mehr sinkt und zwar nimmt sic schneller ab als i_a infolge erhöhter Gitterspannung zunimmt. Der Schutznetzstrom fällt, i_a steigt steil an, da die Schwächung durch den entgegengesetzt fließenden Sekundäremissionsstrom fortfällt.

Bereich III: Es werden keine Sekundärelektronen mehr ausgelöst, i_a bleibt ungefähr auf dem Wert $\frac{E_A}{R_A}$. Infolge Raumladewirkung biegt i_a schon auf etwas niedrigeren Werten um.

In derselben Weise erklären sich die Kurven der Fig. 3, für welche die Schutznetzspannung kleiner ist.

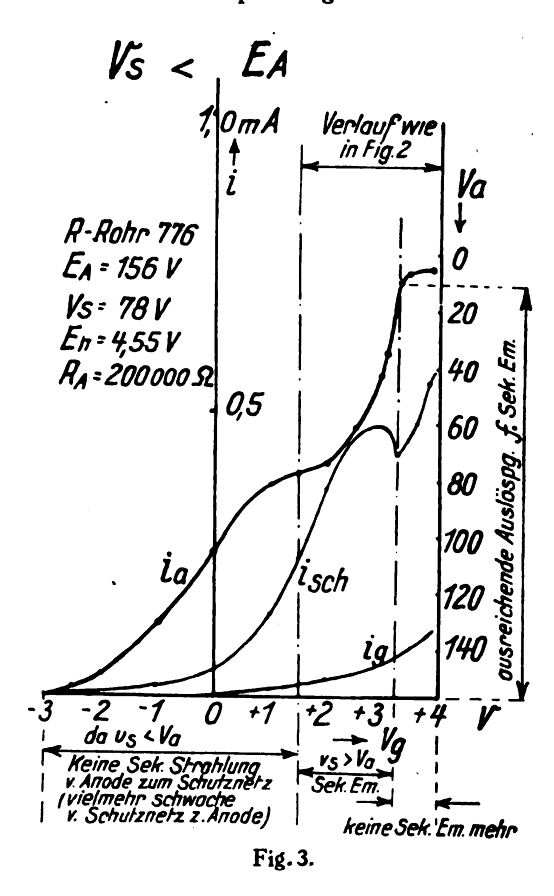


Fig. 3.

Die aus den gegebenen Kurven ermittelbaren Auslösespannungen der Sekundärelektronen stimmen mit anderen vorliegenden Angaben gut überein.

Die Anwendungsmöglichkeit der verwandten Schaltung für Strombegrenzung und Verstärkung wird gestreift. Beachtenswert bleibt, daß bei allen ähnlichen Schaltungen die geänderte Wahl der Betriebsgrößen die Wirkungsweise einschneidend beeinflussen kann. E. Döring.

O. Feustner. Messungen an Elektronenröhren. (Zeitschr. f. Fernmeldetechnik 4 (1923), S. 74—77, Heft 7, S. 83—86, Heft 8.)

Es werden Messungen von Röhrenkonstanten an Verstärkerröhren vorgenommen.

Verfasser zeigt, daß nach seinen Messungen das bekannte theoretische Gesetz

$$i_a = \frac{1}{K}(V_g + DV_a)^{\frac{3}{2}}$$

über einen großen Bereich besser durch die lineare Beziehung

$$i_a = \frac{1}{DR_i}(V_g + DV_a) - V_o$$

dargestellt wird.

Zur Ermittlung der Röhrenkonstanten D (Durchgriff), R_i (innerer Röhrenwiderstand) und V_0 werden neue Meßmethoden angegeben.

Messung des Durchgriffs D (s. Fig. 1.)

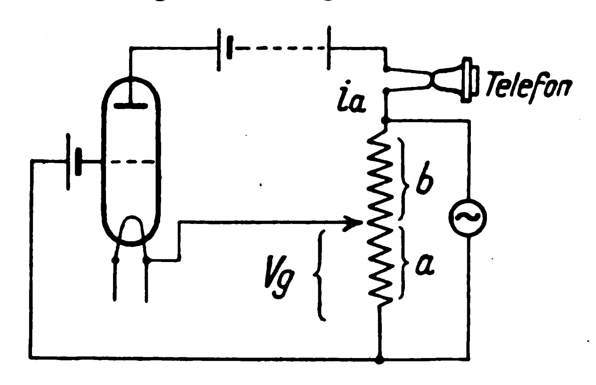


Fig. 1.

Am Gitter liegt die Wechselspannung V_g. An der Röhre entsteht die EMK $\frac{V_g}{D}$, wenn bei einer bestimmten Schleifdrahtstellung $i_a = 0$ wird, das Telephon schweigt. Dies ist der Fall, wenn die an der Röhre durch V_g erzeugte Wechselspannung durch den Ohmschen Spannungsabfall von i_a am Widerstande b gerade aufgehoben wird.

$$\text{f. } i_a = 0; \ \frac{V_g}{D} = -V_a \text{ oder } \frac{a}{D} = b; \ D = \frac{a}{b}$$

Die Schaltung gibt als Kompensationsschaltung ein scharfes Tonminimum.

Messung des inneren Röhrenwiderstandes R_i (s. Fig. 2).

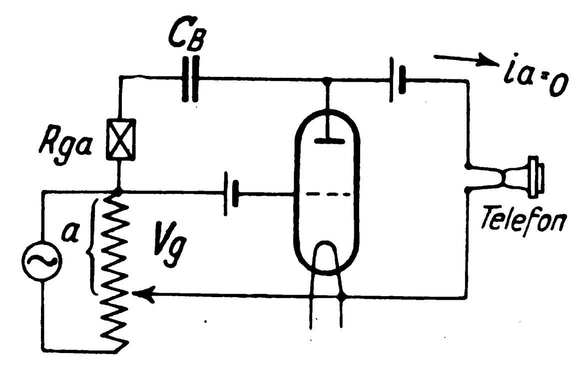


Fig. 2.

Wird zwischen Gitter und Anode, durch C_B geschützt, der Widerstand R_{ga} und an das Gitter die Wechselspannung V_g gelegt, so schweigt das Telephon bei einer bestimmten Größe von R_{ga}:

$$V_g - i_a R_{ga} = 0 \quad \Big| \quad i_a = \frac{V_g}{R_{ga}}$$

$$\frac{V_g}{D} - i_a R_i = 0$$

$$\frac{V_g}{D} = \frac{V_g}{R_{ga}} \cdot R_i$$

$$R_i = \frac{R_{ga}}{D}$$

Verfasser benutzt eine Brückenschaltung, mit der beide Röhrengrößen sowie V_0 rasch ermittelt werden können.

Die so gemessenen Werte stimmen mit den aus Kennlinien ermittelten befriedigend überein.

Endlich wird eine Methode zur Messung der Spannungsverstärkung mit Hilfe eines Widerstandsverstärkers, der auf dem Prinzip der Rückleitung beruht, angegeben.

E. Döring.

Patentschau.

Von **Kurt Deumig.**

Schwingungserzeugung.

Hochfrequenzmaschine.

D.R.P. 401 364. Einrichtung zum Erzeugen von Hochfrequenzströmen. Marconis Wireless Telegraph Company, Limited in London. Patentiert vom 10. Juli 1920 ab. Ausgegeben am 30. August 1924. Priorität: England 6. Mai 1918.

Der Erfindnugsgegenstand betrifft eine Hochfrequenzmaschine, bei der das Verhältnis von Zahnbreite des Rotors zur Zahnteilung gleich dem Produkt des Bruches $\frac{1}{2} q$ mit einer ungeraden, größer als 1 zu wählenden Zahl gemacht ist, die mit einem auf die Frequenz der q-ten Harmonischen abgestimmten Kreis zusammenarbeitet. Die Fig. 1 zeigt

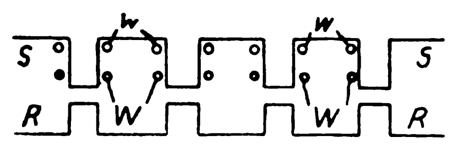


Fig. 1.

schematisch einen Teil dieser Hochfrequenzmaschine. Mit S ist ein Teil des Stators bezeichnet, der mit einer Erregerwicklung w und mit einer Wechselstromwicklung W versehen ist, während R den Rotor darstellt. Das Verhältnis der Zahnbreite zur Zahnteilung ist gleich $\frac{3}{2 \times 5} = 0{,}3$, wobei die Anordnung so ist, daß die fünfte Harmonische gebraucht ist. Die Wicklung ist, wie das Schaltungsschema Fig. 2 zeigt, durch eine Kapazität C und die Sperrkreise A, B mit einer

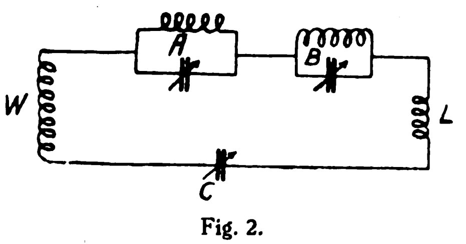


Fig. 2.

Selbstinduktion L verbunden, wobei der Kreis A auf die Grundfrequenz und der Kreis B auf die dritte Harmonische abgestimmt ist, während der Kreis W, A, B, L, C auf die Frequenz der fünften Harmonischen abgestimmt ist.

Schwingungserzeugung mittels Vakuumröhren.

D.R.P. 400 184. Einrichtung zur Erzeugung elektromagnetischer Schwingungen. Walter Kroll in Berlin-Steglitz. Patentiert vom 10. August 1920 ab. Ausgegeben am 20. August 1924.

Schaltungen zur Erzeugung elektromagnetischer Schwingungen mittels Vakuumröhren oder Röhren mit Gasstrecke und einem Schwingungskreis zwischen Anode und Gitter, wobei die Anodenspannung vom Gitter durch einen Blockkondensator ferngehalten wird, sind bekannt. Diese Schaltungen haben jedoch den großen Nachteil, daß mit ihnen Wellen über 5000 m sehr schwer oder gar nicht zu erzielen sind, weil bei Vergrößerung der parallel zur Spule (zwischen Anode und Gitter) liegenden Kapazität die Schwingungen

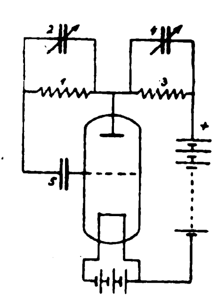


Fig. 3.

aussetzen. Dies geschieht schon bei einer Kapazität von etwa 150 cm. Die neue Schaltung beseitigt diesen Übelstand dadurch, daß der zweite Schwingungskreis 3, 4 (Fig. 3), der im Anodenstromkreis liegt, auf den ersten Kreis, 1,2 abgestimmt wird und so bedeutend längere Wellen als bei der erstgenannten Schaltung hergestellt werden könen. Man kann die Kapazität jedes der beiden Schwingungskreise bis 1000 cm vergrößern, ohne ein Aussetzen der Schwingungen zu bewirken. Um Gitteraufladungen abzuleiten, kann man, wie bekannt, einen hohen Widerstand (mindestens $1 \cdot 10^6\ \Omega$) zwischen Gitter und Kathode legen.

Hochfrequenztransformatoren.

D.R.P. 391 861. Verfahren zur Verringerung der Anfangsselbsinduktion bei Frequenzvervielfachungstransformatoren, insbesondere für drahtlose Technik. Dr. Walter Dornig in Berlin-Steglitz. Patentiert vom 26. Juli 1922 ab. Ausgegeben am 12. März 1924.

Bei Frequenzerhöhungstransformatoren treten zwei Resonanzgebiete auf, das erste entsprechend der hohen Anfangsselbstinduktion des Eisentransformators, wenn noch kein oder nur geringer Strom vorhanden ist, und das zweite Resonanzgebiet, was erst die eigentliche richtige Betriebsresonanz darstellt, dann, wenn Amperewindungen den Selbstinduktionswert des Transformators herabgesetzt haben. Der Primärkreis muß an sich auf die Betriebsresonanz abgestimmt sein, und es entsteht die Aufgabe, die Anfangsselbstinduktion des Transformators so weit herabzusetzen, daß die Stromaufnahme den gewünschten hohen Wert annimmt. Diese Aufgabe wird nun erfindungsgemäß dadurch gelöst, daß dem Frequenzvervielfachungstransformator beim Einschalten stoßweise Wechselstrom geringerer Periodenzahl überlagert wird, wodurch im Primär- und Sekundärkreis Betriebsresonanz eintritt.

D.R.P. 400 183. Verfahren zur Verbesserung des Wirkungsgrades von Frequenzvervielfachungstransformatoren. Dr. Walter Dornig in Berlin Steglitz. Patentiert vom 10. August 1922 ab. Ausgegeben am 18. August 1924.

Der neue Gedanke besteht darin, bei nicht mit Gleichstrom gesättigten Frequenzvervielfachungstransformatoren direkt an die Sekundär- oder Primärwicklung — oder falls nur eine Wicklung benutzt wird, an diese — einen Hilfskreis (8, 9 in Fig. 4) anzuschließen, dessen Schwingungszahl eine Harmonische der Primärfrequenz ist. Dabei ist es nicht

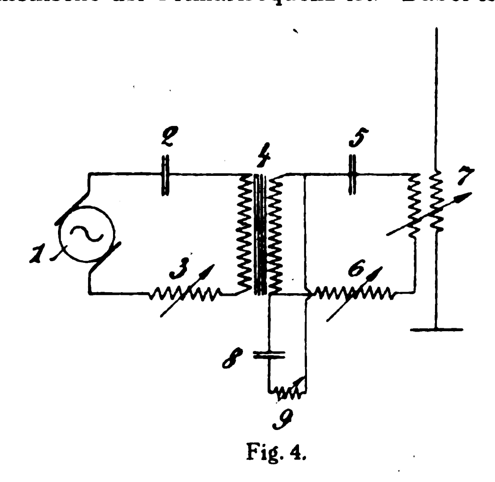


Fig. 4.

nötig, daß der Hilfskreis auf eine bestimmte Periode genau abgestimmt ist. Seine Eigenschwingung kann z. B. zwischen der 15. und 17. Oberschwingung liegen; er kann sogar eine ganze Anzahl von mehr oder weniger starken Strömen verschiedener Frequenz führen. Am günstigsten ist allerdings, wenn der Hilfskreis nur eine bestimmte Frequenz vorzugsweise aufweist. Dadurch wird die Sekundär- bzw. Nutzleistung in hohem Maße vergrößert.

Verfahren zur Hochfrequenztelephonie unter Benutzung einer Elektronenröhre als Schwingungsgenerator.

D.R.P. 396 390. Verfahren zur Hochfrequenztelephonie unter Benutzung einer Elektronenröhre als Schwingungsgenerator. Siemens & Halske Akt.-Ges. in Siemensstadt bei Berlin. Patentiert vom 12. Juni 1921 ab. Ausgegeben am 31. Mai 1924. Erfinder: Dr. Hans Riegger in Pankow bei Berlin.

Bei den bisher bekannten Verfahren dieser Art wurde der Schwingungskreis der Elektronenröhre durch die Wirkungen eines Telephons oder Mikrophons beeinflußt. Diese Einwirkung auf den Schwingungskreis erwies sich als störend, denn sie beeinflußte nicht allein die Stromstärke, sondern auch die Spannung, die Frequenz und mehr oder weniger auch die Form der erzeugten Wellen in unerwünschter Weise. Ein Übelstand der durch diese Erfindung beseitigt wird. Die Erfindung besteht insbesondere darin, daß durch die Sprechströme der Widerstand einer oder mehrerer Elektronenröhren verändert wird, die in einem selbst nicht schwingungsfähigen Stromkreise liegen, dem die Schwingungen des Röhrengenerators durch transformatorische Wirkung aufgedrückt werden. Fig. 5 zeigt ein Ausführungsbeispiel nach der Erfindung. Die Schwingungen aus dem Schwingungskreis werden durch die Sekundärwicklung 8 des Transformators aufgenommen und durch eine zweite Glühkathodenröhre 9 hindurchgeleitet. Der Widerstand dieser Röhre wird dadurch verändert, daß das Mikrophon 10 über den Transformator 11 das Potential des Gitters 12 beeinflußt. Da die Glühkathodenröhre 9 nur die eine Hälfte jeder Schwingung durchläßt, würde die ausgesandte Energie wesentlich herabgesetzt werden. Dieser Mangel läßt sich beispielsweise dadurch beheben, daß die Halbwellen über den Transformator 13 von einem abgestimmten Schwingungskreise mit der Kapazität 14 aufgenommen werden. In diesem entstehen, angeregt durch die ankommenden Halb-

perioden, vollständige Schwingungen, die durch den Transformator 15 der Fernleitung zugeführt werden. Wesentlich indessen ist, daß der Stromkreis, in dem die Glühkathodenröhre 9 liegt und der unmittelbar durch die Sprechströme beeinflußt wird, selbst nicht schwingungsfähig ist.

D.R.P. 400 257. Anordnung zum Tonsenden für drahtlose Telegraphie. „Telefunken" Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 28. Juni 1923 ab. Ausgegeben am 20. August 1924.

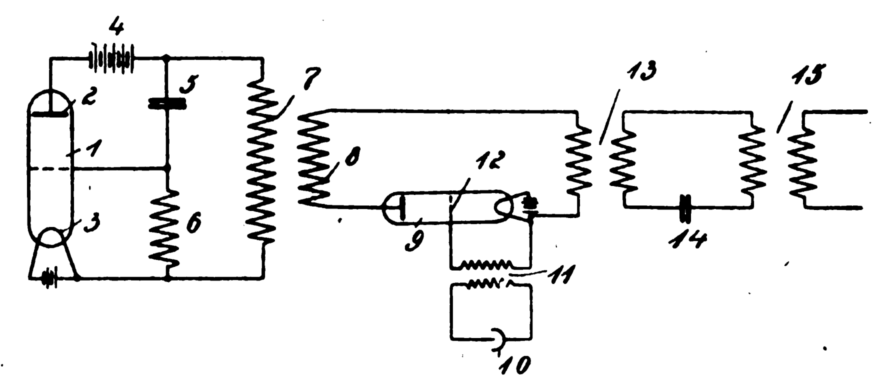


Fig. 5.

Senderschaltungen.

D.R.P. 400 882. Schaltung zur Entkopplung von Einzelteilen einer Sendeanordnung von Beeinflussungen seitens eines zweiten Senders. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 2. Februar 1922 ab. Ausgegeben am 21. August 1924.

Nach einer früheren Erfindung des Patentinhabers lassen sich beide Antennen vollkommen entkoppeln, so daß in keiner der beiden Antennen Strom von der anderen Antenne bemerkbar ist. Aber hierfür ist es dann erforderlich, daß die ganzen Verlängerungsselbstinduktionen der beiden Antennen dicht aneinander gebracht werden müssen. Sind die Wellen beider Antennen einander nicht sehr nahe, so ist aber die Verminderung der Strahlungswirkung der einen Antenne durch das Vorhandensein der anderen an sich kaum merklich, und es wäre eine Entkopplung in diesem letzteren Sinne für die Antenne gar nicht aus rein elektri-

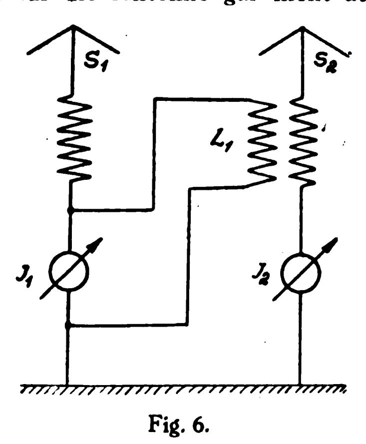


Fig. 6.

schen Gründen erforderlich. Da aber die Abstimmung der Antenne nach dem Amperemeter erfolgt, mußten bisher die Antennen doch entkoppelt werden, weil ja in dem Amperemeter jeder Antenne immer die Ströme beider Sender wahrnehmbar waren. Nach der vorliegenden Erfindung werden nun hier nur die Amperemeter selber entkoppelt. Das geschieht z. B. entsprechend der Fig. 6. Die Spule L_1 des Senders S_1 erhält Induktion vom Sender S_2 und kompensiert dadurch den vom Sender S_2 in der Antenne S_1 fließenden Strom aus dem Amperemeter J_1. Hierauf kann man eindeutig die Antenne S_1 einstellen.

Gemäß der Erfindung erfolgt die Erzeugung einer Tonfrequenz auf äußerst einfache Weise. Zum Zwecke des Tonsendens wird nämlich die akustische Erscheinung zunutze gemacht, die dann auftritt, wenn in entsprechende Nähe eines Mikrophonkreises ein Telephon enthaltender Kreis gebracht wird, d. h. wenn ein Mikrophon M (s. Fig. 7) mit einem Telephon T, welches durch einen mit der Antenne gekoppelten aperiodischen Kreis zur Eigenschwingung

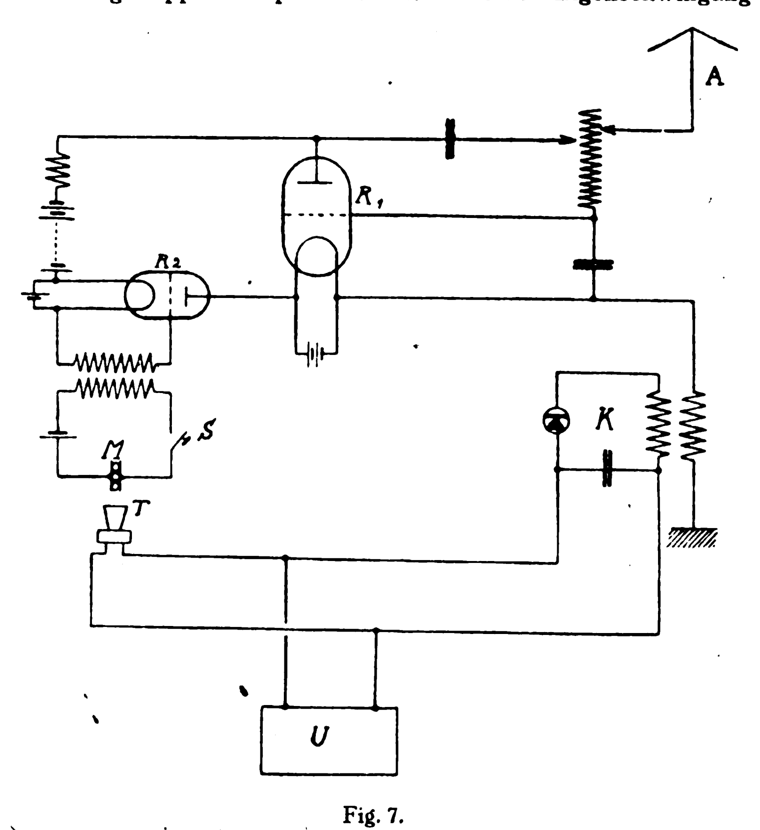


Fig. 7.

erregt wird, akustisch gekoppelt ist. Die Eigenschwingung des Telephons, die einen intensiven akustischen Ton ergibt, wird zur Beeinflussung des Mikrophons M verwendet und dadurch ein einfaches Tonsenden ermöglicht. Zur Erzielung eines erweiterten Tonbereiches, kann auf die Eigenschwingung des Telephons eine durch einen Überlagerer U erzeugte Schwingung superponiert werden.

D.R.P. 398 213. **Parallelschaltung von Röhrensendern für die Zwecke der Telegraphie und Telephonie.** Dr. Alfred Semm in Königswusterhausen. Patentiert vom 1. Juni 1922 ab. Ausgegeben am 7. Juli 1924.

Die Erfindung besteht darin, daß die Anordnung, die die Gitterspannung erzeugt, so getroffen wird, daß sie für alle parallel zu schaltenden Sender gemeinsam ist, beispielsweise in Fig. 4 die Gitterkondensatoren 5a und 5b und daß an sich bekannte Tastverfahren so benutzt werden, daß durch Öffnen und Schließen nur einer Verbindung alle Sender getastet werden, wobei die zu unterbrechende Energie möglichst gering, also auch für Schnelltelegraphie zu verwenden ist. Im allgemeinen wird die gemeinsame Gitterkopplung dadurch erzielt, daß die Gitterkopplungsmittel der einzelnen Sender parallel geschaltet werden (s. Fig. 8), in einigen Fällen jedoch wird die die Gitterspannung erzeugende Schaltanordnung eines Senders gemeinsam für alle Sender benutzt (s. Fig. 9). Jeder Sender kann auf eine besondere Antenne arbeiten. Es können aber auch alle parallel geschalteten Sender auf eine gemeinsame Antenne oder auf mehrere parallel geschaltete Antennen arbeiten und gemeinsame Verlängerungsmittel besitzen. Die Antennen sind so angeordnet, daß Richtwirkung eintritt.

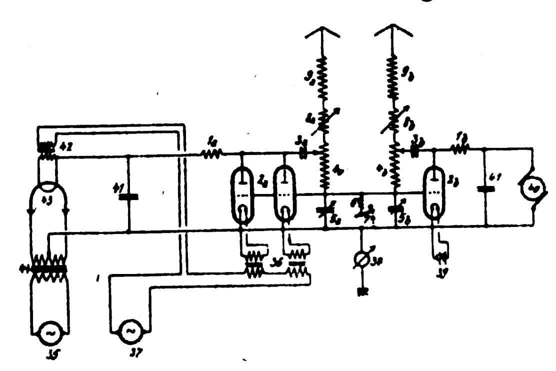


Fig. 8.

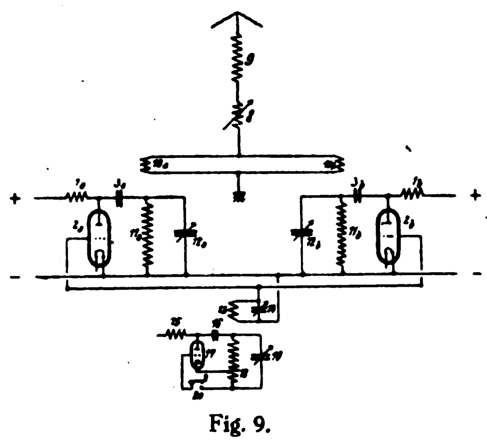


Fig. 9.

D.R.P. 397 865. **Sendeschaltung für drahtlose Telephonie.** Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 2. September 1921 ab. Ausgegeben am 5. Juli 1924.

Die Erfindung betrifft eine Sendeschaltung, bei der mehrere durch Sprachschwingungen im Widerstand veränderbare Vorrichtungen je von einem Teil einer Induktanz abgezweigt sind. Fig. 10 zeigt ein Ausführungsbeispiel der Schaltung. Erfindungsgemäß werden die im Widerstand veränderbaren Vorrichtungen, bestehend aus drei oder mehr mikrophonischen Übertragern 16, dauernd durch Wechselstrom von einer über der Tonfrequenz liegenden Periodenzahl beeinflußt, der die Sprachschwingungen elektrisch überlagert werden. Dadurch wird ein Zusammenbacken der mikrophonischen Vorrichtungen vermieden und außerdem die Steuerung der Schwingungsamplitude durch die Tonschwingungen erleichtert.

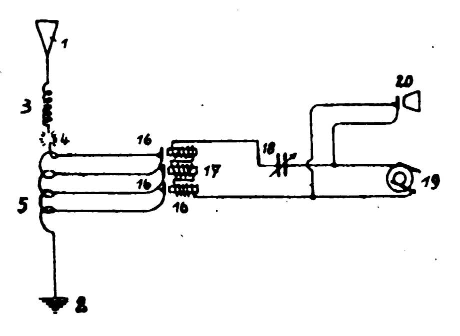


Fig. 10.

Empfangsanordnungen.

D.R.P. 384 578. **Empfangseinrichtung, bestehend aus einer Anzahl von Einzelantennen, welche in einem der Wellenlänge entsprechenden passenden Abstande aufgebaut sind.** Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 10. Mai 1922 ab. Ausgegeben am 10. November 1923.

Der Erfindungsgegenstand betrifft eine einseitige Kopplung, bei der eine Kopplungsreaktion, wie eine solche bei den üblichen Anordnungen durch die Einregulierung auf richtige Stromphase entsteht, praktisch ausgeschlossen ist. Hierbei ergibt sich der weitere Vorteil, daß der Empfangsapparat nicht von den Einzelantennen gewissermaßen in Parallelschaltung gespeist wird, sondern daß die Antennen in eine Kaskadenschaltung gebracht werden, wobei der Empfänger nur an eine Antenne angeschlossen ist und diese die Gesamtenergie erhält. Fig. 11 zeigt ein Ausführungsbeispiel. Die Energieübertragung erfolgt vom Rahmen 1 zum Rahmen 2 mittels der Hochfrequenzverstärkerröhre 4 über den Zwischenkreis 7. Durch Benutzung der Röhre 4 als Hochfrequenzverstärker ist eine einseitige Kopplung, und zwar im Sinne des Wellenzuges gegeben. Die Phase der dem Rahmen 2 vom Nachbarrahmen 1 zugeführten Energie wird so einreguliert, daß der Phasenwinkel mit demjenigen

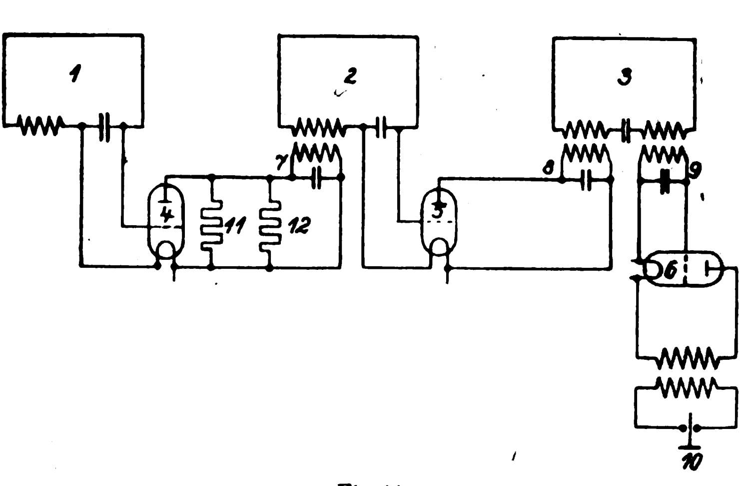


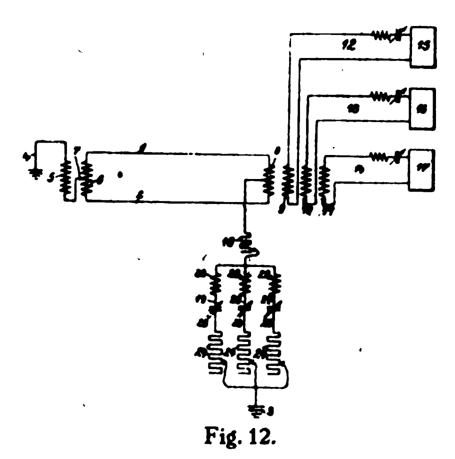
Fig. 11.



identisch ist, welcher durch die direkte Einwirkung der Welle auf die Rahmen selber erzeugt wird. Von der Antenne 2 wird die Energie mittels des Hochfrequenzverstärkers 5 über den Zwischenkreis 8 auf die Rahmenantenne 3 übertragen. Aus dieser in der Wellenrichtung gesehenen letzten Antenne 3 wird dann die gesamte Empfangsenergie entnommen und über den Zwischenkreis 9 und die Verstärkeranordnung bzw. Audionröhre 6 dem Telephon 10 zugeführt.

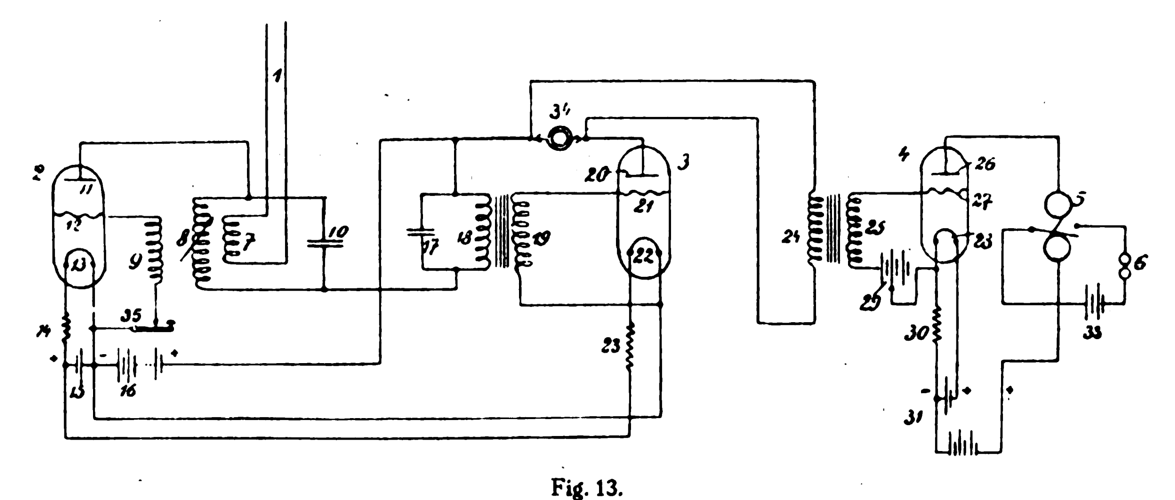
D.R.P. 401 365. Einrichtung zum gleichzeitigen drahtlosen Empfang mehrerer Signale unter Verwendung einer Horizontalantenne. General Electric Company in Schenectady, V. St. A. Patentiert vom 8. Juni 1922 ab. Ausgegeben am 30. August 1924.

Die Erfindung kennzeichnet sich dadurch, daß in der Erdleitung an dem Ende 3 (s. Fig. 12) so viel parallele Zweige mit regelbaren Selbstinduktionen, Kapazitäten und Widerständen vorhanden sind als Wellen verschiedener Frequenz gleichzeitig aufgenommen werden sollen. Durch die regelbaren Impedanzen in der Erdleitung am Ende 3 kann das Empfangssystem so eingestellt werden, daß Reflexionen für diese Wellen auftreten, wodurch die Intensität der Ströme in der Primärwicklung des Transformators 8 verringert wird, um somit einen hochselektiven Empfang zu erreichen.


Fig. 12.

D.R.P. 395 494. Anordnung zum Empfang hochfrequenter Wellen mit Interferenz. Deutsche Telephonwerke und Kabelindustrie Aktiengesellschaft in Berlin. Patentiert vom 19. Januar 1919 ab. Ausgegeben am 19. Mai 1924.

Die niederfrequenten Interferenzschwingungen werden zunächst einem durch Kernunterteilung abgestimmten Transformator und dahinter einem Hörer oder einem Gleichrichter und gleichstromempfangenden Schreibapparat zugeführt. Vermöge der Kernunterteilung des Transformators, die für die verschiedenen an der Leitung liegenden Empfangsstationen verschieden gewählt wird, überträgt der einzelne Transformator praktisch nur eine bestimmte Frequenz aus seinem Primärkreise auf das Telephon, das somit nur einen bestimmten Ton, nämlich nur das Telegramm der zugehörigen Sendestation zu Gehör bringt. Eine Ausführungsform zeigt die Fig. 13. Es sind drei Kathodenröhren 2, 3, 4 vorgesehen, deren erste (2) die interferierende Welle erzeugt, während die zweite (3) zur Verstärkung des niederfrequenten Interferenzstromes und die dritte (4) als Relaisgleichrichter dient, der als letztes Glied der Kette den Strom, dem elektromagnetischen Empfänger 6 (z. B. einem Hughes-Telegraphen) mittels des Zwischenrelais 5 zuführt.


Fig. 13.

D.R.P. 400 738. Empfangseinrichtung mit Kathodenröhrenverstärkung. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 25. November 1920 ab. Ausgegeben am 19. August 1924.

Diese Erfindung betrifft eine Verstärkereinrichtung, bei welcher die Anzahl der Verstärkerröhren und somit der Grad der Verstärkung bis zu jedem gewünschten Werte gesteigert werden kann, ohne eine störende Selbsterregung der Röhren hervorzurufen. Diese unbegrenzte Verstärkung wird dadurch erzielt, daß im Gegensatz zu den bekannten Anordnungen die Empfangsfrequenz zwischen mehreren aufeinanderfolgenden Verstärkerkaskaden mittels an sich bekannter, mechanischer Kontakteinrichtungen, wie z. B. schwingender Tonkontakte, oder durch ähnlich wirkende Vorrichtungen, z. B. rhythmisch beeinflußte Kathodenröhren, stufenweise herabgesetzt wird.

Wahlweiser Anruf von Stationen für (Radio-) Telegraphie und Telephonie.

D.R.P. 398 589. Einrichtung zum wahlweisen Anruf von Stationen für (Radio-) Telegraphie und Telephonie. Helmut Kaulla in München. Patentier vom 12. Oktober 1922 ab. Ausgegebn am 9. Juli 1924. Zusatz zum Patent 393 695.

Diese Einrichtung ist eine weitere Verbesserung des Erfindungsgegenstandes nach Patent 393 695 und kennzeichnet sich dadurch, daß zur vereinfachten Handhabung das Ingangsetzen der Vorrichtung zur Impulserzeugung für den Wahlanruf vom Haken- bzw. Gabelumschalter auf mechanischem, elektrischem, elektromechanischem oder anderem Wege bei Abnahme des Telephons bzw. Mikrotelephons bewirkt wird.



D.R.P. 393 695. **Einrichtung zum wahlweisen Anruf von Stationen für (Radio-) Telegraphie und Telephonie.** Helmut Kaulla in München. Patentiert vom 1. Juni 1921 ab. Ausgegeben am 5. April 1924.

Die Erfindung beruht auf dem Grundgedanken, jede Station mit einem sie von allen anderen Stationen unterscheidenden Merkmal dadurch zu versehen, daß man ihr aus einer Reihe von *n* Elementen eine bestimmte Kombination mehrerer dieser unter sich gleichen Elemente zuordnet. Erfindungsgemäß ist nun die Anordnung so getroffen, daß die ganze Reihe der *n* Elemente als einer Aufeinanderfolge von *n* Impulsen von der Sendestation (radio-) telegraphisch gegeben wird, wobei die der zu errufenden Station zugeordnete Kombination dadurch hergestellt wird, daß diejenigen Impulse, welche durch ihre Stellung in der Reihe die Nummern der betreffenden Kombination besitzen, vor den übrigen ausgezeichnet werden. Die Auszeichnung der Impulse erfolgt dadurch, daß diese eine längere Dauer als die übrigen Impulse erhalten. Durch die aufeinanderfolgenden Impulse wird in sämtlichen Empfangsstationen, die auf die gleiche Anrufwelle abgestimmt sind, eine Bürste (*B*, s. Fig. 14) schrittweise weiter bewegt, die bei ihrem Umlauf nur in derjenigen Station sämtliche Schaltrelais (SR_1, SR_2, SR_3) zum Ansprechen bringt und dadurch durch Schließung des Weckerstromkreises den Anruf bewirkt, bei welcher der Stromkreis jedes der Schaltrelais von der Bürste in dem Augenblick geschlossen wird, in welchem ein aus-

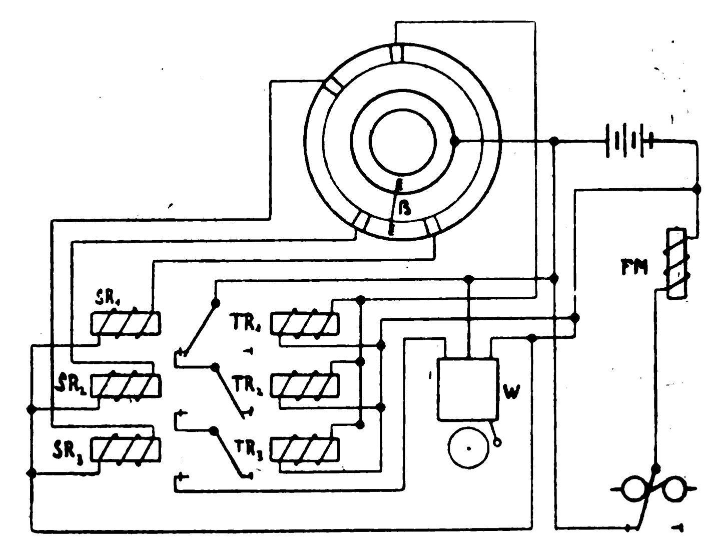


Fig. 14.

gezeichneter (langer) Impuls (also ein Impuls, der nur für die anzurufende Station bestimmt ist) eintrifft.

Die „**Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H.**" teilt nachstehendes mit:

Telefunken auf dem „Z. R. III".

Die unbedingte Notwendigkeit, auch jedes moderne Luftfahrzeug mit drahtloser Telegraphie und Telephonie auszurüsten, erhellt schon daraus, daß die Sicherung gerade des Luftverkehrs eine dauernde Verständigung mit der Erde als unerläßlich erwiesen hat. Zur Übermittlung von Meldungen der Heimats- und Anlaufhäfen, zur Mitteilung von Wetternachrichten und Sturmwarnungen, wie endlich für den Nachrichten- und Unterhaltungsdienst für die Fahrgäste bietet die Funktechnik das einzige Überbrückungsmittel zwischen Luft und Land. Es ist daher selbstverständlich, wenn „Z. R. III", das erste Verkehrsluftschiff von großen Ausmaßen, eine allen Anforderungen genügende Funkausrüstung erhalten hat. Die Telefunken, Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, Berlin, die in jahrzehntelanger Zusammenarbeit mit dem Luftschiffbau Zeppelin alle Erfahrungen hat sammeln können, hat diese Anlage in allen Teilen geliefert.

Der Telefunken-Röhrensender des Luftschiffes entwickelt eine Antennenleistung von 200 Watt und gewährleistet mit einer dreistrahligen Antenne eine Telegraphier-Reichweite von rund 2500 km. Damit ist die Verbindung des „Z. R. III" mit dem europäischen oder amerikanischen Kontinent jederzeit gesichert, während die Telephonie-Reichweite von etwa 500 km eine fernmündliche Verständigung mit Land- und Seestationen auf vier Stunden Flugweite noch zuläßt. Dem Empfang drahtloser Nachrichten dient eine Telefunken-Empfangsanlage für alle Wellenlängen, während für die Unterhaltung der Fahrgäste durch eine Telefunken-Rundfunkanlage gesorgt ist.

Eine Neuerung — soweit Luftfahrzeuge in Betracht kommen — ist der auf „Z. R. III" eingebaute Telefunken-Bordpeiler, der — auf den Prinzipien der richtungsempfindlichen Rahmenantenne aufgebaut — die Anpeilung jedes Senders ermöglicht. Eingehende Erprobungen, an denen u. a. Professor Wedemeyer durch Aufstellung besonderer Peilkurven hervorragenden Anteil hat, haben die Unentbehrlichkeit dieses modernsten Navigationsmittels — und nicht nur für unsichtiges Wetter — erwiesen. Die ersten Peilungen auf „Z. R. III", die gelegentlich der Schweizer Fahrt stattfanden und auf seiner großen Probefahrt über der Ostsee fortgesetzt wurden, haben alle Erwartungen in vollstem Maße erfüllt und der deutschen Funktechnik einen bleibenden Erfolg auch gegenüber dem kommenden Besitzer des deutschen Luftschiffes gesichert.

Ferner teilt uns die „**Süddeutsche Rundfunk A. G., Stuttgart**", mit:

Wunschgemäß bestätigen wir der W. A. Birgfeld Aktiengesellschaft, z. H. des Generalvertreters für Radio Württemberg, Herrn F. A. Ernst Rumpf, Stuttgart, gerne, daß wir mit dem gelieferten „Vierröhren-Zwischenkreis-Empfänger", ausgerüstet mit Sparlampen sowie auswechselbaren Spulen, anläßlich der Probefahrt des Amerika-Zeppelins am 6. September 1924 im Schiff überraschend gute Empfangsresultate erzielten.

Das zu Ehren der Zeppelinfahrt veranstaltete Sonderkonzert unseres Senders konnte ebenso wie die Ansprache Sr. Exzellenz des Herrn Staatspräsidenten einwandfrei sämtlichen Fahrgästen zu Gehör gebracht werden.

Süddeutsche Rundfunk A. G. Stuttgart.

Das Inhaltsverzeichnis mit Sachregister von Bd. 23, Jahrg. 1924, vom „Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie" ist dem Heft 3, Bd. 24, beigefügt.



Band 24 Heft 4

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an Dr. Eugen Nesper, Berlin-Friedenau, Trägerstr. 2¹, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W. 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Erzwungene Schwingungen in zwei abgestimmten Schwingungskreisen, die durch Eisenkernspulen gekoppelt sind.

Von **L. Casper, K. Hubmann** und **J. Zenneck.**[1])

I. Die Meßanordnung.

1. Die Anordnung, auf die sich die folgenden Messungen beziehen, ist diejenige von Fig. 1: ein primärer Kondensatorkreis I, in dem sich der Wechselstromgenerator G befindet, ein sekundärer II, der mit dem primären durch die Spulen S_1 und S_2 mit gemeinsamem Eisenkern K gekoppelt ist.

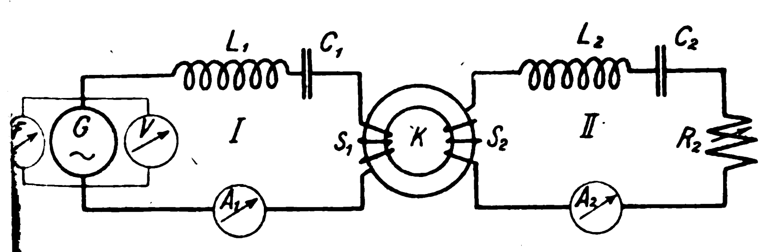


Fig. 1.

Im einzelnen bedeutet in Fig. 1:

C_1 und C_2 je eine Batterie technischer Papierkondensatoren von Siemens & Halske (Prüfspannung 2000 Volt Gleichstrom),
L_1 und L_2 eisenfreie Spulen,
R_2 einen regelbaren induktionsfreien Widerstand,
S_1 und S_2 Kopplungsspulen von je 60 Windungen, einem Gleichstromwiderstand von 0,15 Ohm und einer Induktivität, die bei schwacher Sättigung des Eisenkerns 0,0210 Henry betrug,
A_1 und A_2 Strommesser, V einen Spannungsmesser, beides Präzisions-Hitzdrahtinstrumente von Hartmann & Braun,
F einen Zungen-Frequenzmesser,
K einen Eisenkern aus Hochfrequenzblech, der uns von Telefunken gütigst zur Verfügung gestellt wurde und der einen äußeren Durchmesser von 220, einen inneren von 160 und eine Höhe von 50 mm besaß. Die Magnetisierungskurve, wie sie durch Stromkommutierung erhalten wurde, war diejenige von Fig. 2. Das Knie liegt ungefähr bei der Ampère-Windungszahl 90

Der Wechselstromgenerator war der auch bei unserer früheren Arbeit[2]) verwendete für eine Dauerleistung von ca. 5 KW und einer normalen Frequenz von 500/sec.; seine Frequenz sowohl wie seine Klemmenspannung ließen sich in weiten Grenzen ändern.

2. Die Eigenschaften der beschriebenen Anordnung wurden mit Hilfe von Resonanzkurven untersucht, d. h., es wurde bei konstanter Klemmenspannung die Frequenz des Generators variiert, die Ströme J_1 und J_2 im Primär- und Sekundärkreis für die verschiedenen Frequenzen abgelesen und als Funktion der Frequenz aufgetragen. So sind die Resonanzkurven der Fig. 3 entstanden, denen die Klemmenspannungen, bei denen sie aufgenommen wurden, beigeschrieben sind[3]).

Abgesehen von den durch vertikale Striche markierten Kippstellen enthalten sie auch noch gestrichelte Teile. Diese entsprechen einem instabilen Betrieb der Anordnung und zwar aus zwei Gründen. Auf den — nach höheren Frequenzen — steil abfallenden Teilen der Resonanzkurve fällt

[1]) Nach der Dr.-Dissertation der Technischen Hochschule München, von K. Hubmann, eingereicht am 23. Juni 1924.

[2]) L. Casper, K. Hubmann u. J. Zenneck, Experimentelle Untersuchungen über Schwingungskreise mit Eisenkernspulen, dieses Jahrb. 23, S. 63—77, 1924.

[3]) Bezüglich der Technik dieser Messungen verweisen wir auf das in unserer früheren Arbeit[2]) S. 64 ausgeführte,

die Leistungsaufnahme der beiden Kreise viel rascher ab als die Leistung des Motorgenerators; dieser läuft also weg. Auf dem steil ansteigenden Ast der Resonanzkurve findet eine Selbstregulierung der Anordnung statt[4]), führt aber zum Pendeln. Erhalten wurden die gestrichelten Teile der Resonanzkurven, indem die Resonanzkurven bei niederer Klemmenspannung (in Fig. 3 z. B. diejenige bei 25 Volt), bei der die genannten Schwierigkeiten noch nicht auftraten, zu-abhängig von der Klemmenspannung. Durch sie bestimmt und ihr proportional ist die Scheitelhöhe, die in beiden Resonanzpunkten annähernd gleich ist.

Die Resonanzkurven (Fig. 3), die sich bei den Messungen mit der Anordnung von Fig. 1 tatsächlich ergaben, zeigen ein ganz anderes Bild, insbesondere ist der Verlauf der Kurve an den beiden Resonanzstellen ganz verschieden. An den Resonanzstellen, die der höheren Kopplungsfrequenz

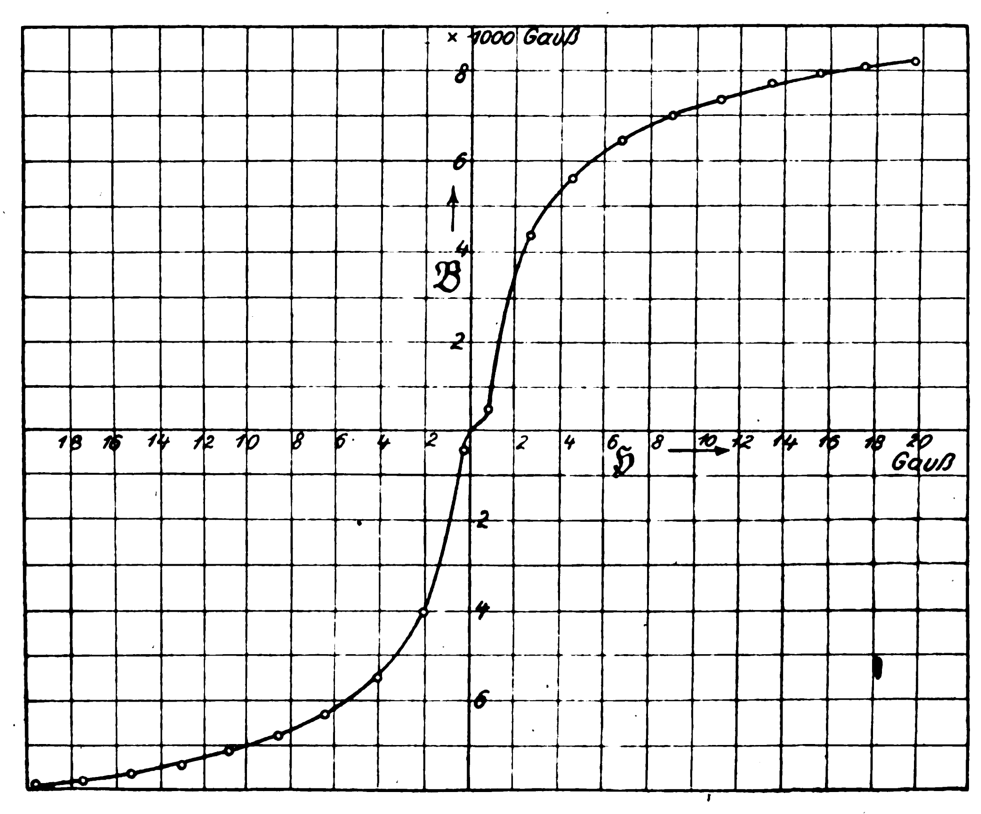


Fig. 2.

grunde gelegt und daraus die Resonanzkurven für höhere Klemmenspannung durch Überhöhung der Ordinaten im Verhältnis der Klemmenspannungen berechnet wurden. Die theoretische Berechtigung dieses Verfahrens in den Fällen, in denen es angewendet wurde, wird sich aus dem Folgenden ergeben. Daß die gestrichelten Teile des ansteigenden Astes jedenfalls annähernd richtig sind, sah man auch, wenn man die Strommesser verfolgte, während die betreffenden Teile der Resonanzkurve wirklich durchlaufen wurden. Die Ausschläge der Strommesser entsprachen den gestrichelten Teilen, es war nur nicht möglich, das Aggregat solange auf eine bestimmte Frequenz dieses Gebiets zu fixieren, als zur sicheren Ablesung der Instrumente nötig gewesen wäre.

II. Primär- und Sekundärkreis gleich.

Die charakteristischen Eigenschaften von gekoppelten Systemen kommen stets am schärfsten zum Ausdruck, wenn man das Primär- und Sekundärsystem gleich macht. Das geschah auch hier bei der ersten Versuchsreihe und zwar war C_1 und $C_2 = 7\,\mu$, L_1 und $L_2 = 0{,}017$ Henry.

1. Bei eisenfreien gekoppelten und aufeinander abgestimmten Kreisen besitzt bekanntlich die Resonanzkurve zwei Maxima für die beiden Kopplungsfrequenzen. Die Lage der beiden Maxima hängt nur ab von der Eigenfrequenz der beiden Kreise und dem Kopplungskoeffizienten, sie ist unentsprechen, ist der Verlauf wie bei eisenfreien Kreisen. An der unteren Resonanzstelle dagegen, die durch die niedere Kopplungsfrequenz bedingt ist, besitzt er durchaus den Charakter der Resonanzkurven, die man bei einem einfachen Schwingungskreis mit einer stark gesättigten Eisenkernspule erhält[5]). Das gilt nicht nur bezüglich der Form der Resonanzkurve an den beiden Resonanzstellen, sondern auch bezüglich ihrer Lage. Der obere Resonanzpunkt ist unabhängig von der Klemmenspannung, der untere liegt bei um so höheren Frequenzen, je höher die Klemmenspannung und damit die Sättigung des Eisens ist.

2. Die Erklärung dafür ist folgende. Bei den erzwungenen Schwingungen von eisenfreien gekoppelten Kreisen sind bekanntlich bei der unteren Kopplungsfrequenz die Ströme im Primär- und Sekundärsystem gleichphasig[6]), bei der oberen um 180° in der Phase verschoben[6]). Daß das auch noch bei Systemen, die durch eine Eisenkernspule gekoppelt sind, gilt, wurde experimentell festgestellt. Die Folge davon ist, daß im Eisenkern der Kopplungsspulen (*K* Fig. 1) die Felder des Primär- und Sekundärstromes sich addieren und zu starker Sättigung des Eisens führen können auch dann, wenn der Primär- oder Sekundärstrom allein nur schwache Sättigung geben würde. So kommt es, daß in der Nähe der unteren Resonanzstelle die Resonanzkurven

[4]) Vgl. B. Macku, dieses Jahrb. 8, S. 485—489, 1924.

[5]) Vgl. unsere frühere Arbeit [2]) Fig. 7 und 8.

[6]) vom Standpunkt des magnetischen Feldes der Kopplungsspulen betrachtet.

schon bei verhältnismäßig niedriger Klemmenspannung die charakteristischen Eigenschaften von Kreisen mit stark gesättigten Eisenkernspulen zeigen. In der Nähe des oberen Resonanzpunktes subtrahieren sich die Felder des Primär- und Sekundärstroms, der Eisenkern bleibt ungesättigt auch dann, wenn der Primär- und Sekundärstrom allein imstande wäre die Induktion im Eisenkern bis zur Sättigung zu bringen.

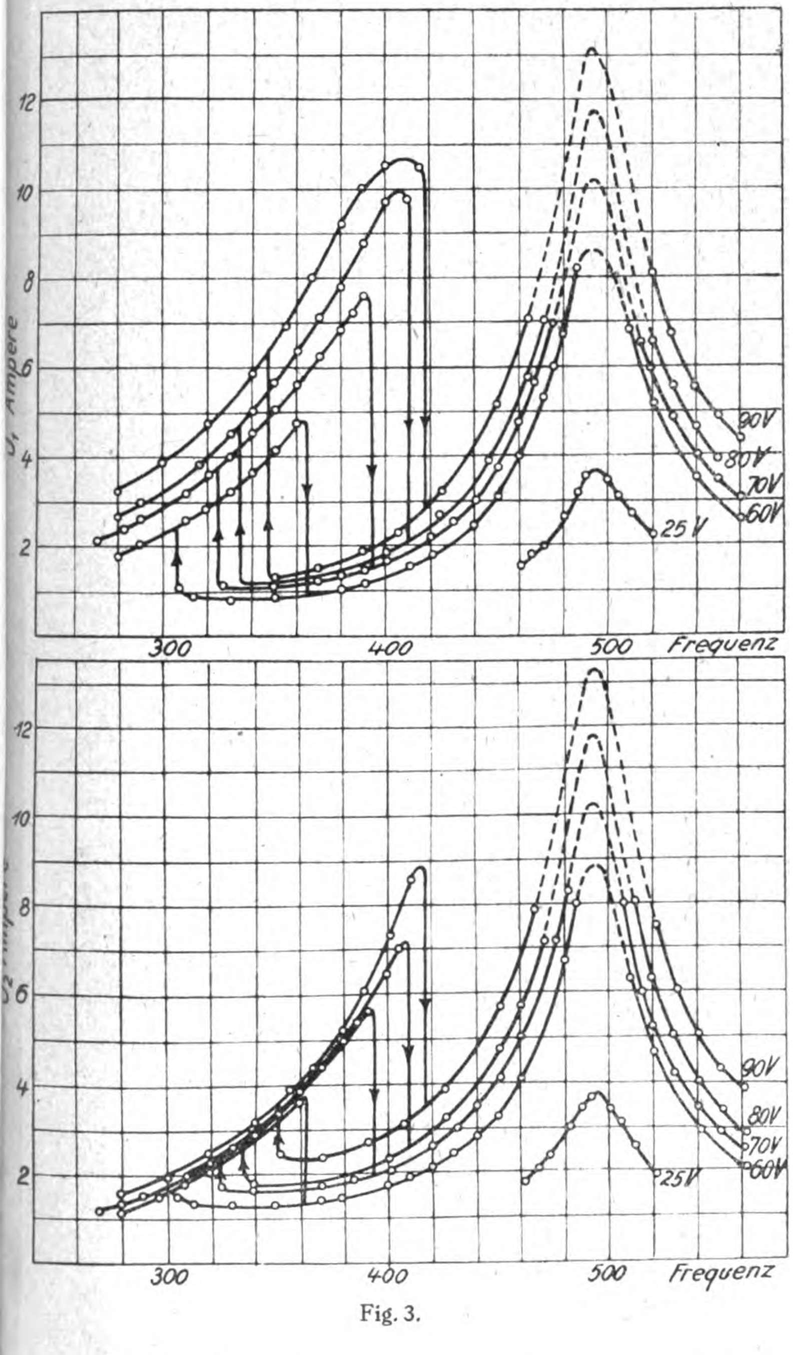


Fig. 3.

3. Wie Fig. 3 zeigt, sind die Effektivwerte des Primär- und Sekundärstroms im oberen Resonanzpunkt merklich gleich. Nach dem eben Ausgeführten kann dann also in der Nähe dieses Punktes kein merkliches magnetisches Feld im Eisenkern *K* (Fig. 1) vorhanden sein. Die beiden Kreise müssen sich demnach — ganz im Gegensatz zu den Verhältnissen am unteren Resonanzpunkt — genau wie eisenfreie Kreise verhalten. Das stimmt in der Tat in jeder Beziehung.

Nimmt man die Stromspannungs-Charakteristik der Kreise, d. h. den Strom im Primär- bzw. Sekundärkreis in seiner Abhängigkeit von der Klemmenspannung des Generators auf [7], so erhält man als Kurven in der Nähe des oberen Resonanzpunktes genau wie bei eisenfreien Kreisen Gerade. In der Nähe des unteren Resonanzgebiets dagegen haben die entsprechenden Kurven durchaus den Verlauf der Stromspannungs-Charakteristik von Kreisen mit Spulen, die einen stark gesättigten Eisenkern führen. Eine solche Stromspannungs-Charakteristik ist z. B. in Fig. 2 unserer früheren Arbeit enthalten.

Ganz ähnliches gilt bezüglich des zeitlichen Verlaufs des Primär- oder auch Sekundärstroms während jeder

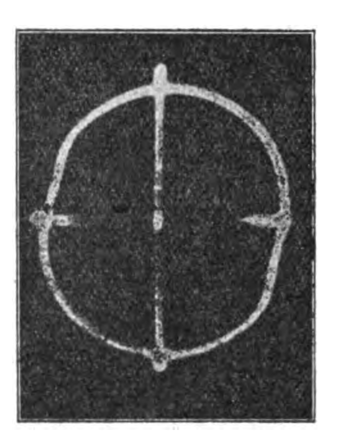


Fig. 4.

Periode. Wenn man den zu untersuchenden Strom durch zwei Ablenkungsspulen mit horizontaler Achse zu beiden Seiten einer Braunschen Röhre schickt und die Enden einer im Kreis befindlichen eisenfreien Spule, deren Widerstand sehr klein gegen ihre Induktanz ist, mit den vertikal gestellten Platten im Innern der Braunschen Röhre verbindet — vergleiche das Schaltschema Fig. 11 unserer



Fig. 5.

früheren Arbeit —, so erhält man auf dem Schirm der Braunschen Röhre eine Kurve, deren vertikale Ordinaten dem Strom i, deren horizontale Abszissen $\frac{di}{dt}$ proportional sind. Bei einem sinusförmigen Strom ergibt sich eine Ellipse mit vertikaler bzw. horizontaler Achse oder ein Kreis. Bei einem eisenfreien Schwingungskreis, der mindestens nahezu in Resonanz mit der Maschinenfrequenz ist, ist der Strom merklich sinusförmig, und bei unserem Primärkreis erhielten

[7]) Solche Strom-Spannungs-Charakteristiken sind in der Dissertation Hubmann [1]) wiedergegeben,

wir in der Nähe der oberen Resonanzstelle — tatsächlich bei der Frequenz 466/sec. und der Klemmenspannung 60 Volt — die Fig. 4, die nahezu einen Kreis darstellt und

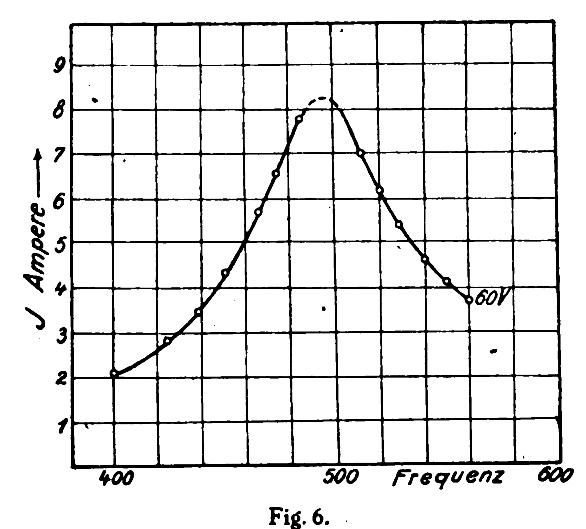


Fig. 6.

zweifellos noch weniger von der Kreisform abweichen würde, wenn die Klemmenspannung unserer Maschine wirklich sinusförmig gewesen wäre. In der Nähe des unteren Resonanzgebiets (Frequenz 340/sec., Klemmenspannung 60 Volt) ergab sich unter sonst gleichen Umständen die Fig. 5, die durchaus den Charakter der entsprechenden Figuren hat, die wir in unserer früheren Arbeit für einen Schwingungskreis mit stark gesättigter Eisenkernspule bekommen hatten (vgl. Fig. 19—22 der früheren Arbeit[2]).

Endlich gelangt man noch zu einer weiteren Konsequenz. Wenn in der Nähe des oberen Resonanzpunktes kein merkliches Feld im Eisenkern (K Fig. 1) vorhanden ist, so ist die Spule S_1 für die Induktanz des Primärkreises ohne Bedeutung: der Primärkreis muß mit der oberen Resonanzfrequenz in Resonanz sein, wenn man aus ihm die Spule S_1 aus- und damit den Sekundärkreis abgeschaltet hat. Auch dies trifft zu. Fig. 6 ist die Resonanzkurve des Kreises C_1 L_1 ohne S_1: ihr Maximum liegt genau bei derjenigen Frequenz (495/sec.), auf welche der obere Resonanzpunkt der Fig. 3 fällt.

4. Eine weitere Reihe von Versuchen wurde mit einer Anordnung gemacht, die sich von derjenigen in Fig. 1 nur dadurch unterschied, daß die primäre Kopplungsspule S_1 nicht wie S_2 60 Windungen hatte, sondern aus einer Doppelspule mit zusammen 120 Windungen bestand. Die Resonanzkurven in diesem Fall waren die Kurven a und b von Fig. 7. Sie zeigen ganz ähnliche Verhältnisse wie diejenigen von Fig. 3, in der Nähe des oberen Resonanzpunktes die

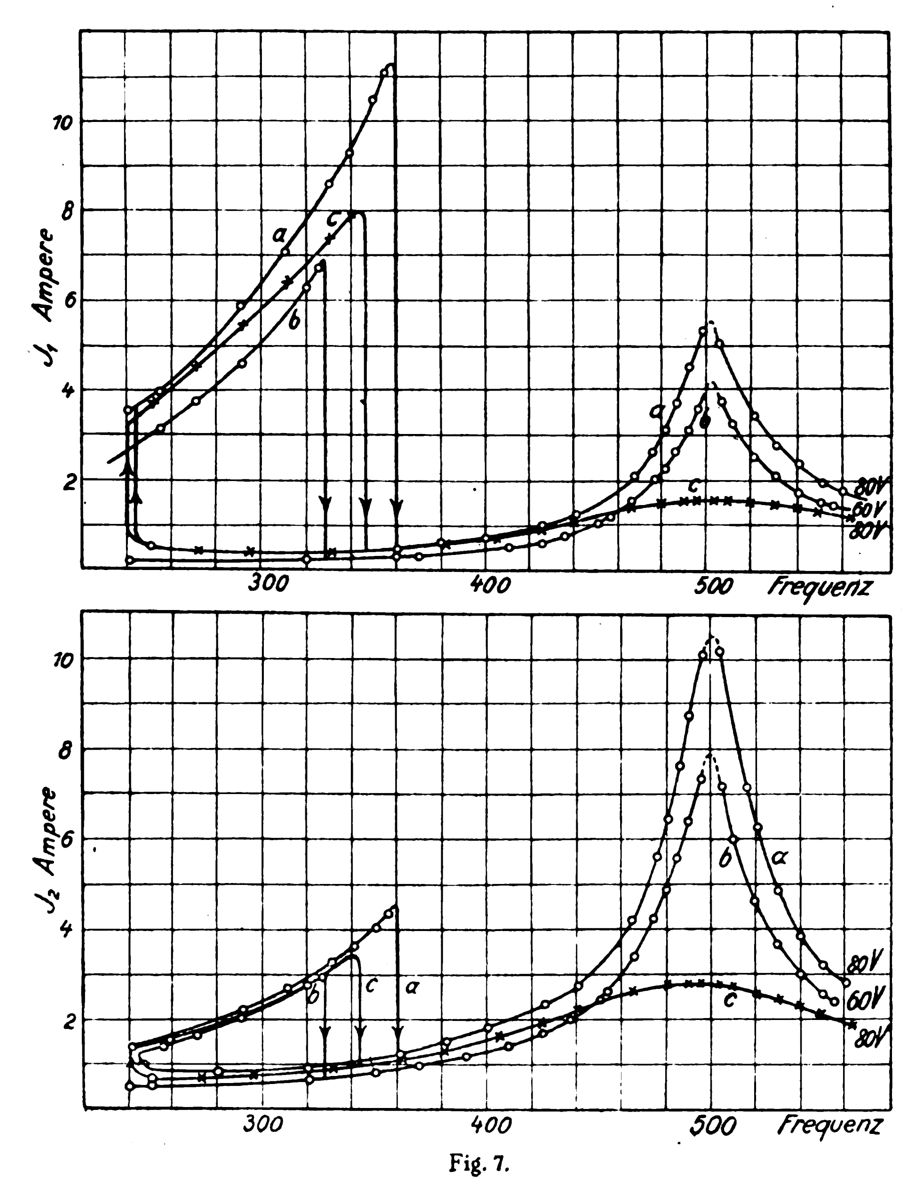


Fig. 7.

Eigenschaften von eisenfreien Kreisen, in der Nähe des unteren Resonanzgebiets diejenigen von Kreisen mit mehr oder weniger gesättigten Eisenkernspulen. Insbesondere gilt auch hier, daß im oberen Resonanzpunkt die Ampère-Windungszahlen des Primär- und Sekundärstroms gleich sind, so daß also in der Nähe dieses Punktes im Eisenkern kein merkliches magnetisches Feld vorhanden ist. Nach dem eben Ausgeführten folgt daraus, daß auch dieses System seinen oberen Resonanzpunkt bei derselben Frequenz haben muß, wie das System von Fig. 1 mit seiner primären Kopplungsspule von 60 Windungen. In der Tat fällt der obere Resonanzpunkt von Fig. 7 sehr annähernd

ohne besonderen Vorschaltwiderstand ($R = O$) beziehen, so zeigt sich, daß der Einfluß des Widerstandes auf den Primär- und Sekundärstrom in der Nähe des unteren Resonanzgebiets sehr klein, im oberen Resonanzpunkt viel größer ist. Der Hauptgrund ist folgender. Im unteren Resonanzpunkt, wo der Eisenkern stark gesättigt ist und die Eisenverluste verhältnismäßig groß sind, bedeutet die Einschaltung von 15 Ohm Widerstand keine große prozentische Erhöhung des Energieverbrauchs; im oberen Resonanzpunkt dagegen, wo im Eisenkern kein magnetisches Feld und demnach keine

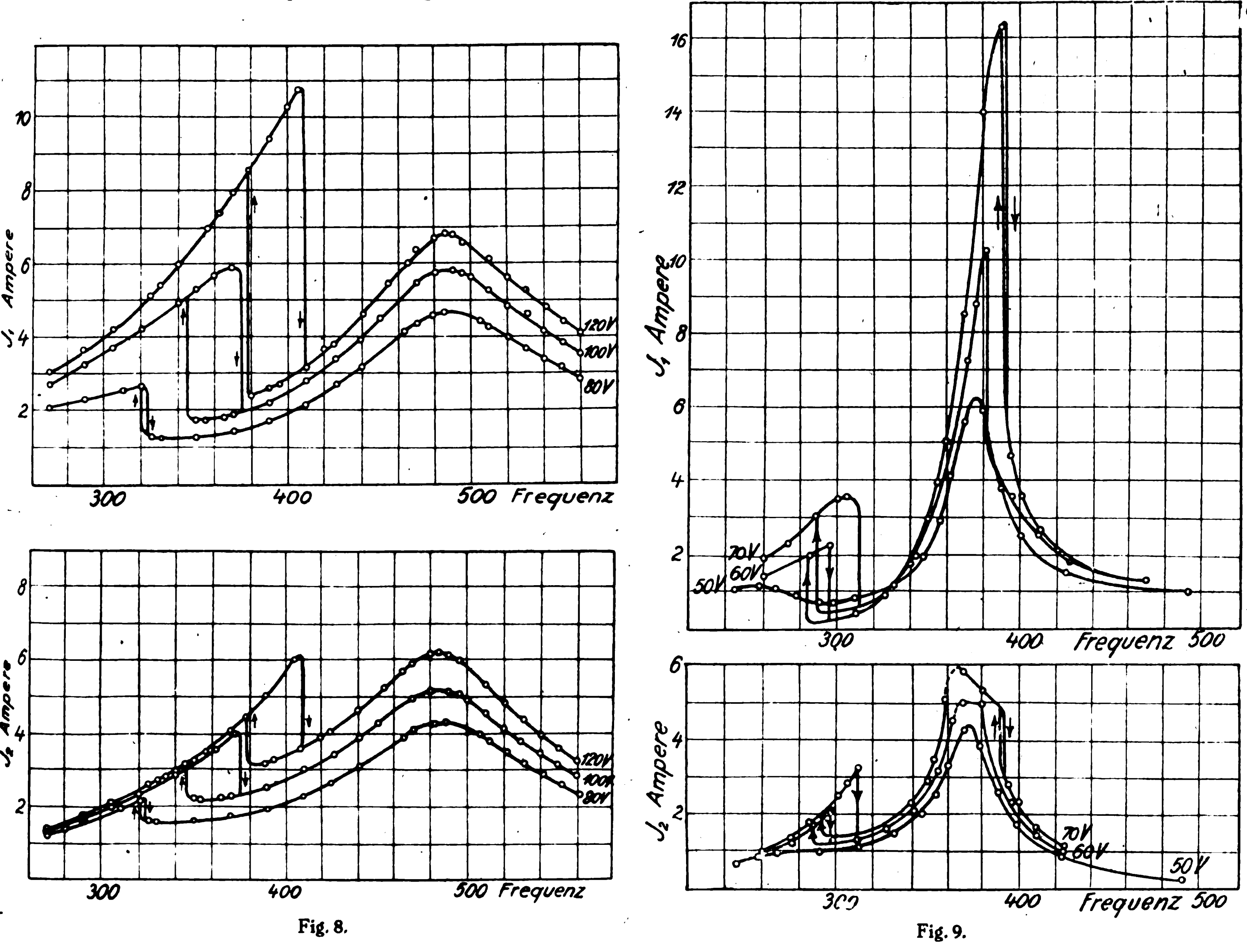


Fig. 8.

Fig. 9.

auf dieselbe Frequenz (500/sec.), wie der obere Resonanzpunkt der Kurven Fig. 3 (495/sec.), während die unteren Resonanzfrequenzen von Fig. 7 ganz andere sind als in Fig. 3. Die Verhältnisse im oberen Resonanzpunkt bleiben also gleich, wenn man das Übersetzungsverhältnis des Transformators $S_1 K S_2$ ändert.

5. Um den Einfluß der Belastung des Sekundärkreises zu untersuchen, wurde in denselben ein Widerstand $R = 15$ Ohm (vgl. Fig. 1) eingeschaltet. Die Resonanzkurven, die sich dann mit dem System von Fig. 1 ergaben, sind diejenigen von Fig. 8. Vergleicht man sie mit den entsprechenden Kurven von Fig. 3, die sich auf dasselbe System, aber

Eisenverluste vorhanden sind, kommt der zugeschaltete Widerstand nur zu dem Ohmschen Widerstand des Kreises und den Kondensatorverlusten hinzu und vermehrt den Energieverbrauch desselben verhältnismäßig sehr viel.

Eine ganz ähnliche Erscheinung zeigt die Kurve c von Fig. 7, die unter sonst gleichen Umständen wie die Kurve a derselben Figur, aber nach Einschaltung von 10 Ohm in den Sekundärkreis aufgenommen wurde. Der geringen Änderung der Resonanzkurve im Gebiet des unteren Resonanzpunktes steht hier eine Reduktion des Stroms auf ungefähr ein Drittel in der Nähe des oberen Resonanzpunktes gegenüber.

III. Primär- und Sekundärkreis verschieden.

Die in II beschriebenen Versuche bezogen sich auf zwei Kreise, die gleich gebaut waren; eben wegen dieser Gleichheit waren sie auch stets aufeinander abgestimmt, obwohl im allgemeinen die Eigenfrequenz eines Kreises mit einer Eisenkernspule nicht definiert ist. Weitere Versuche wurden angestellt mit zwei Kreisen, die zwar bei niedriger Sättigung des Eisenkerns (K Fig. 1) aufeinander abgestimmt, im übrigen aber nicht gleich waren. Ihre Konstanten (vgl. Fig. 1) waren: $C_1 = 7$, $C_2 = 3{,}5\,\mu F$, $L_1 = 0{,}0193$, $L_2 = 0{,}0593$ Henry. S_1 und S_2 hatten je 60 Windungen und wie schon angegeben bei niedriger Sättigung eine Induktivität von 0,0210 Henry. Als Resonanzkurven ergaben sich diejenigen von Fig. 9.

Die Resonanzkurven des Primärkreises (Fig. 9a) zeigen für die höheren Klemmenspannungen von 60 und 70 Volt im unteren und in geringerem Maße auch im oberen Resonanzgebiet den Charakter der Resonanzkurven von Kreisen mit Eisenkernspule. Da in diesem Fall im oberen Resonanzgebiet der Primär- und Sekundärstrom nicht gleich sind, so heben sie sich in ihrer Wirkung auf den Eisenkern der Kopplungsspulen nicht auf. Das Eisen des Kerns kann deshalb bei einigermaßen hohen Klemmenspannungen auch im oberen Resonanzgebiet eine nicht unerhebliche Sättigung erhalten.

Eine besondere Eigentümlichkeit tritt bei den Resonanzkurven des Sekundärkreises (Fig. 9b) für die Klemmenspannungen 60 und 70 Volt im oberen Resonanzgebiet auf. Die Resonanzkurven erscheinen hier in verhältnismäßig geringer Höhe abgeschnitten. Der Grund dafür ist augenscheinlich folgender. Solange die Sättigung des Eisenkerns nicht sehr groß ist (nach den Kurven von Fig. 9b ganz ungefähr bis $J_2 = 4{,}5$ Ampère), ist der Sekundärkreis auf den primären abgestimmt. Die Resonanzkurven steigen deshalb auch bei den Klemmenspannungen von 60 und 70 Volt in ihren unteren Teilen ungefähr so an, wie man es nach der Resonanzkurve für 50 Volt erwartet. Wenn nun aber der Strom und damit die Sättigung des Eisenkerns stärker wird, fällt der Sekundärkreis aus der Abstimmung mit dem primären heraus. Man bekommt von jetzt an nicht mehr die Resonanzkurven von abgestimmten, sondern von verstimmten Kreisen. Daß bei wachsender Sättigung des Eisenkerns trotz Gleichheit der Kopplungsspulen S_1 und S_2 die Kreise tatsächlich verstimmt werden, rührt davon her, daß die eisenfreien Induktivitäten in beiden Kreisen ganz verschieden sind; wenn also auch die Änderung der Induktivität von S_1 und S_2 bei Änderung der Sättigung des Eisenkerns die gleiche ist, so fällt doch die prozentische Änderung der Gesamtinduktivität und damit der Eigenfrequenz in beiden Kreisen ganz verschieden aus. — Daß im unteren Resonanzgebiet nicht Ähnliches eintritt, erklärt sich aus der Tatsache, daß die Änderung der Induktivität einer Eisenkernspule für eine bestimmte Änderung des Stromes (d. h. dL/dJ) bei mäßigen Werten der Sättigung groß, bei starker Sättigung dagegen, wie sie im unteren Resonanzpunkt der Kurven von Fig. 9 vorhanden ist, nur sehr gering ist[8]).

Zusammenfassung.

1. Untersucht wurden die erzwungenen Schwingungen in zwei gekoppelten Kondensatorkreisen, deren Kopplungsspulen einen gemeinsamen Eisenkern besaßen. Von diesen Kreisen wurden hauptsächlich die Resonanzkurven aufgenommen.

2. Waren die beiden Kreise gleich, so zeigten ihre Resonanzkurven an den Resonanzstellen, die den beiden Kopplungsfrequenzen entsprechen, einen ganz verschiedenen Verlauf. Sie hatten im unteren Resonanzgebiet denselben Charakter, wie Resonanzkurven von Schwingungskreisen mit stark gesättigten Eisenkernspulen. In der Nähe des oberen Resonanzpunkts verliefen sie wie die Resonanzkurven eines eisenfreien Kreises.

Der Grund ist der, daß im unteren Resonanzgebiet der Primär- und Sekundärstrom gleichphasig sind und zu einer starken Sättigung des Eisenkerns führen, während an der oberen Resonanzstelle die beiden Ströme um 180° in der Phase verschoben sind und ihre Felder im Eisenkern sich aufheben.

Im Einklang mit dieser Vorstellung wurde die Stromspannungscharakteristik und der zeitliche Stromverlauf in der Nähe der beiden Resonanzstellen, ebenso der Einfluß des Übersetzungsverhältnisses des koppelnden Transformators gefunden.

3. Waren die beiden Kreise bei geringer Sättigung des Eisenkerns aufeinander abgestimmt, aber sonst nicht gleich, so zeigten die Resonanzkurven des Primärkreises bei höheren Klemmenspannungen auch an der oberen Resonanzstelle — wenn auch im geringeren Maße als an der unteren — denselben Charakter wie bei einem Kreis mit mehr oder weniger gesättigtem Eisenkern, da sich in diesem Fall die Wirkungen des Primär- und Sekundärstroms auf den Eisenkern auch in der Nähe der oberen Resonanzstelle nicht aufheben. In der Resonanzkurve des Sekundärkreises tritt in der Nähe des oberen Resonanzpunktes noch eine besondere Eigentümlichkeit auf, die davon herrührt, daß der Kreis bei starker Sättigung des Eisenkerns aus der Abstimmung mit dem Primärkreis herausfällt.

München, den 27. August 1924.

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, München.

[8]) Vgl. H. Schunck u. J. Zenneck, dieses Jahrb. 19, 170—194, 1922; insbesondere S. 175 Fig. 3.

Die Ausbreitung der elektrischen Wellen über die Erde.

Von **A. Meißner.**

Vortrag, gehalten in Innsbruck am 26. September 1924.

Die erfolgreiche Anwendung der kurzen Wellen durch die englischen und amerikanischen Amateure und durch die Großfirmen, in Deutschland Telefunken, haben das schwache Gebäude, auf dem unsere Vorstellungen über die Strahlungsausbreitung aufgebaut waren, erschüttert. In den letzten Jahren hatte man sich in der drahtlosen Fernübertragung mehr oder weniger schon damit abgefunden, alles, was man nicht erklären konnte, auf die Heavisideschicht zu schieben. Sie beugte, interferierte und reflektierte, wie man es gerade brauchte, und in unserer moderneren drahtlosen „Literatur“ des In- und Auslandes findet man auch ganz genaue Angaben, was sie ist und wie sie aussieht, eine mehr oder weniger eine ganz neue Einstellung. Alles, was für die Ausbreitung der langen Wellen sehr gut war, paßte nicht mehr für die kurzen Wellen, und wir hatten nun wieder überall volle Unklarheit. Da aber die kurzen Wellen schon in praktischen Betrieb genommen werden mußten, blieb unseren drahtlosen Technikern nichts anderes übrig, als sich selbst auf ganz schwankenden Grundlagen rasch eine provisorische Arbeitshypothese zu schaffen. Wie schon öfter in der drahtlosen Telegraphie, eilte auch hier wieder die Technik der Theorie weit voraus.

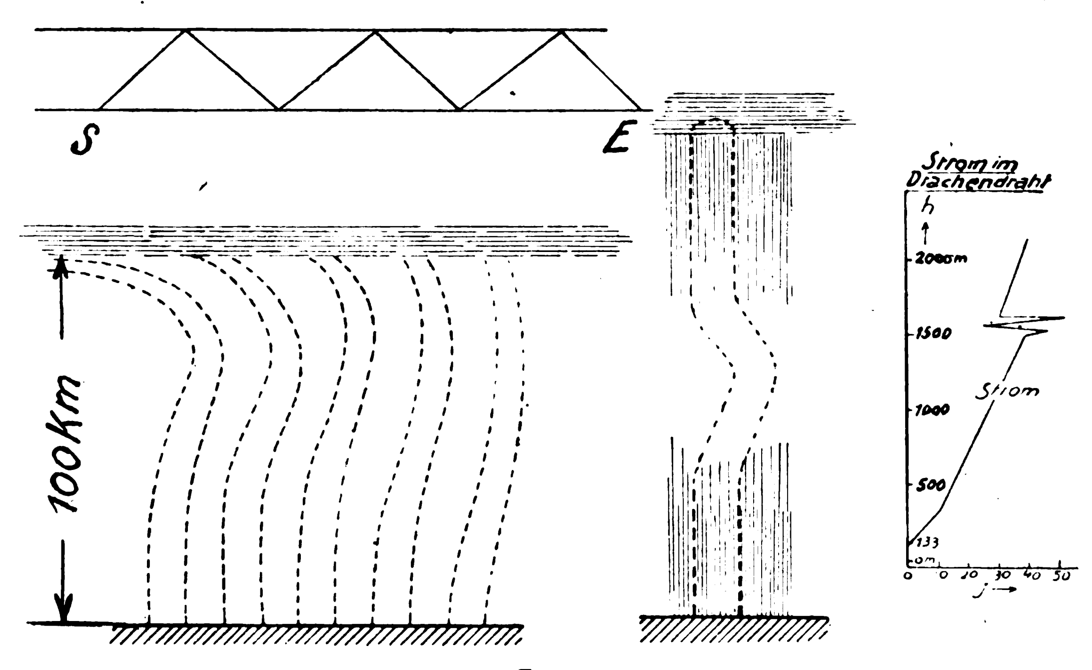


Fig. 1.

metallisch leitende Fläche um die Erde in einer Höhe von 100—1500 km, eine durch positive oder durch negative Ionen geladene Schicht, ähnlich den Inversionsschichten, die so oft in 1500—2000 m Höhe auftreten (Fig. 1[1]). Die Hauptvertreter der Heavisideschicht sind die Engländer. Sie setzten schon auf Grund umfangreicher eingehender jahrelanger Messungen in der Strahlungsformel selbst einen Wert für die Höhe der Heavisideschicht ein[2]). Und so wartete man allgemein nur noch auf denjenigen, der durch eindeutige Messungen die Höhe der Heavisideschicht bestimmen würde. Die Erfolge mit den kurzen Wellen verlangten nun aber gebieterisch

Die bisherigen Vorstellungen über die Ausbreitung des Strahlungsvorganges beruhen hauptsächlich auf den theoretischen Überlegungen, wie sie uns von Zenneck, Sommerfeld und v. Rybczynski gegeben worden sind[3]). Sommerfeld läßt die Strahlungsausbreitung vor sich gehen durch miteinander verkettete Oberflächen- und Raumwellen. Zur besseren Charakterisierung, welche Einflüsse der Erdboden bei den kurzen und bei den langen Wellen auf die Ausbreitungsvorgänge hat, wollen wir im Nachfolgenden die Vorstellung zugrunde legen, daß in gewissen Wellengebieten Oberflächen- und Raumwellen unabhängig voneinander bestehen, daß hier immer nur die einen oder nur die anderen ausschließlich den Charakter der Erscheinungen bestimmen. Was hierbei unter Oberflächen- und was unter Raumwellen zu verstehen ist, soll definiert werden, um eine anschauliche Vorstellung zu geben, durch die Darstellung des Hertzschen

[1]) Fig. 1 rechts zeigt die Änderung des von einem Drachen in verschiedener Höhe nach der Erde führenden Stromes nach Herath; Arbeiten des Observatoriums Lindenberg, Bd. XIV, S. 120.

[2]) Hierüber erfolgen in nächster Zeit Veröffentlichungen von seiten der Herren Round und Eckersley (Marconigesellschaft).

[3]) Zenneck, Annalen d. Phys. 1907, Bd. 13, S. 846; Sommerfeld, Annalen d. Phys. 1909, S 665; v. Rybczynski, Annalen d. Phys., 1913, Bd. 41, S. 191.

Dipols für die hier in Betracht kommenden Fälle. Die Oberflächenwellen seien definiert durch den Halbdipol in Fig. 2. Der Dipol ist nur zur Hälfte über der Erde, die zweite Hälfte des Dipols ist sein Spiegelbild in der Erde.

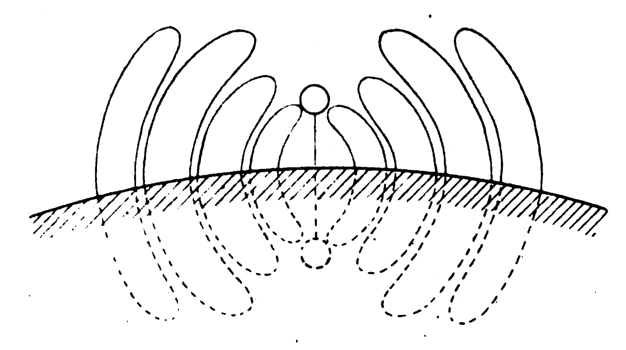


Fig. 2.

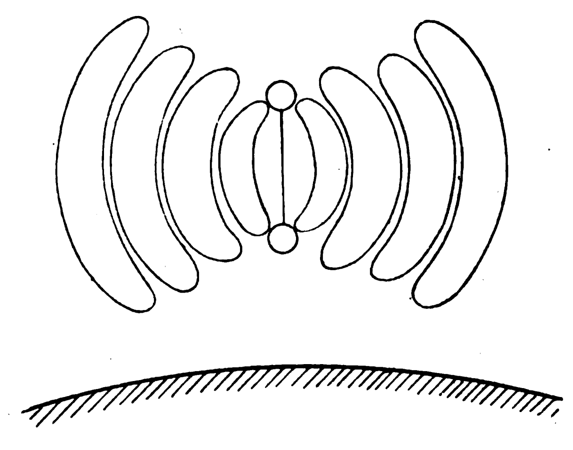


Fig. 3.

Die Raumwellen seien definiert durch die Fig. 3, d. h. einen vollständigen Dipol möglichst hoch über der Erde, möglichst so, daß theoretisch gar keine Kraftlinien nach der Erde übergreifen, bzw. so, daß diese Kraftlinien bald nach ihrem z. B. immer, wenn eine Raumwelle über eine Oberfläche, die Erde in gerader Höhe hinweggleitet, in der Oberfläche auch Oberflächenwellen induziert werden. Diese sollen dann aber für die Raumwelle nur als Nebenerscheinung, nur als Energieverluste

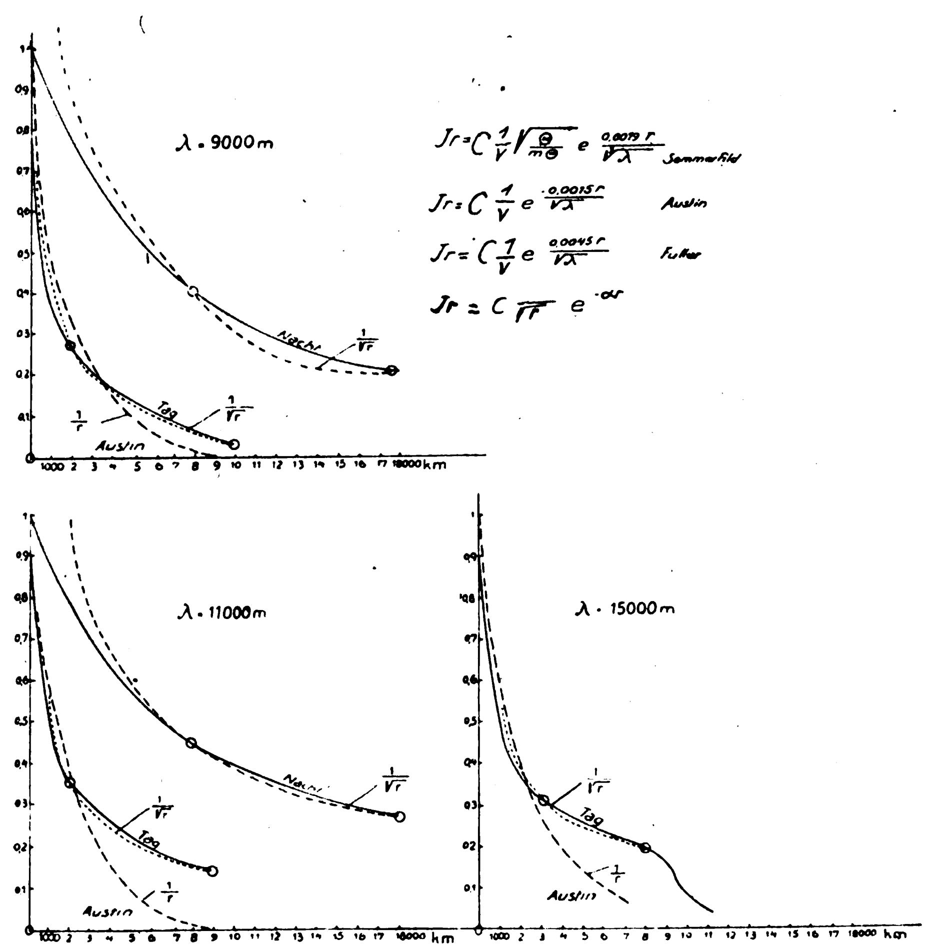


Fig. 4.

Auftreffen auf die Erdoberfläche durch Absorptionen verschwinden. Bei den ganz langen Wellen nehmen wir nun reine Oberflächenstrahlung nach Fig. 2 an, für die ganz kurzen Wellen reine Raumstrahlung nach Fig. 3. In dem Zwischenbereich haben wir beide, eine Superposition von beiden bzw. Wechselwirkung zwischen beiden. Selbstverständlich ist diese Trennung nur als schematisch aufzufassen; in Wirklichkeit läßt sie sich nicht streng durchführen. Es werden und Absorptionen für den in gerader Höhe über dem Boden stattfindenden eigentlichen Ausbreitungsvorgang angesehen werden. Ebenso entstehen bei der Oberflächenwellen-Ausbreitung auch Raumwellen. Diese sollen dann auch nur als Nebenerscheinung angesehen werden.

Betrachten wir zunächst die Ausbreitungsvorgänge bei den längsten Wellen, 10 km, vor allem **20 km**. Die Ausbreitung erfolgt hier an der Erdoberfläche, als Oberflächenwellen. Die meisten

Wellen stehen mit ihren Füßen am Boden. Der Ausbreitungsvorgang ist sehr stark abhängig von den Bodenverhältnissen, von den Erdungsverhältnissen am Sender und von denjenigen der überbrückten Strecken (Wasserflächen und Flußläufe). Die Strahlung ist aber auch sehr stark abhängig von den meteorologischen Verhältnissen, Absorptionen durch die Ionenbänke in den Inversionsschichten, um so weniger abhängig, je länger die Welle ist. Es sind für die Ausbreitung eine ganze Reihe von Formeln, in der Hauptsache empirische, angegeben worden[4]) (Fig. 4 rechts oben). Die Fig. 4 zeigt die Anpassung dieser Formeln an Empfangsmessungen. In der Figur sind für die verschiedenen Entfernungen bei verschiedenen Wellen die Empfangsintensitäten am Tag und in der Nacht angegeben. Im allgemeinen sind nur die a, die Absorptionskoeffizienten, verschieden. Die Formeln zeigen alle die Abhängigkeiten von $\frac{1}{r}$ (r = Entfernung). Für die Kurven der Figur würde auch eine Abhängigkeit $\frac{1}{\sqrt{r}}$ in Verbindung mit einer Exponentialfunktion sehr gut passen,

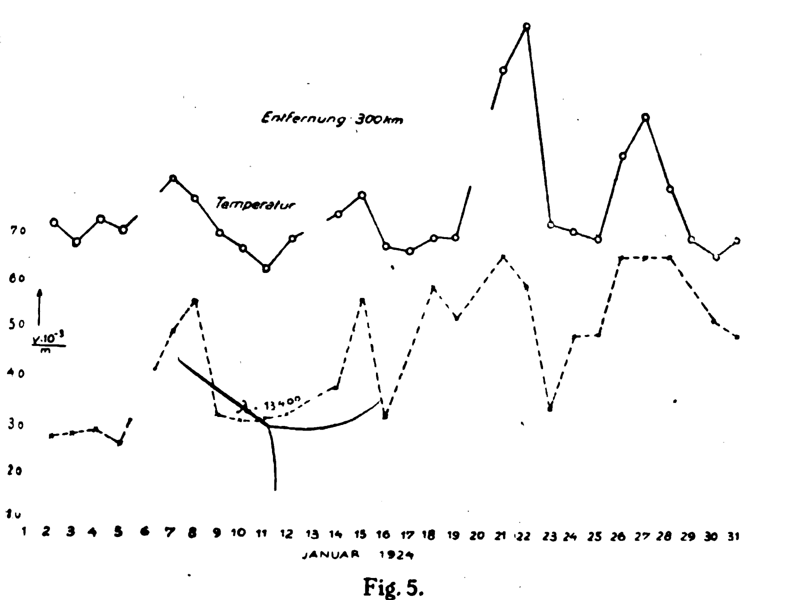


Fig. 5.

jedenfalls für die größeren Entfernungen. Die Abhängigkeit $\frac{1}{\sqrt{r}}$ ist diejenige, die wir dem Ausbreitungsvorgang als reine Oberflächenausbreitung zugrunde legen müßten. Da man aus den Versuchen mit den kurzen Wellen ersehen hat, daß die Absorptionen durch die Sonnenstrahlung am Tage so kolossale Bedeutung hat, kann man wohl annehmen, daß auch bei den langen Wellen die Tageswerte durch Absorptionen in der Luft geschwächte Werte sind, und es dürfte richtiger sein, die Nachtwerte als die der normalen mehr oder weniger absorptionsfreien Ausbreitung entsprechenden anzusehen. Fig. 5 zeigen die Änderung der Empfangsintensität an verschiedenen Tagen in Abhängigkeit von der Temperatur (λ 13 400 m Entfernung 300 km), Fig. 6 die Abhängigkeit von den Jahreszeiten, Fig. 7 dasselbe für eine Entfernung von 7000 km (Messungen von Austin). Je länger die Welle ist, desto weniger unterscheiden sich die Maximal- und Minimalwerte, und wir haben dann bei den ganz langen Wellen nicht mehr das Auftreten von Interferenzerscheinungen und plötzlichen Schwankungen.

Betrachten wir nunmehr die Ausbreitungsvorgänge bei den ganz kurzen Wellen, für den Wellenbereich kleiner als 50 m. Bei diesen und kleineren Wellen beruht das Senden auf reiner Raumstrahlung (Fig. 3). Ein Sender für 2—10 m Welle wirkt überhaupt nicht, wenn er nicht hochgestellt wird. Jeder Baum, jeder Strauch, jedes Haus, aber auch der Boden an sich, absorbiert seine Strahlung. Wir müssen hier die Erde vollkommen vermeiden und ähnlich wie bei den Lichtstrahlen, frei von der Erde, im Raum den Sender strahlen lassen. Wir müssen den Sender so bauen, daß so wenig wie möglich Kraftlinien von dem möglichst freischwebenden, möglichst vollständigen Dipol auf die Erde

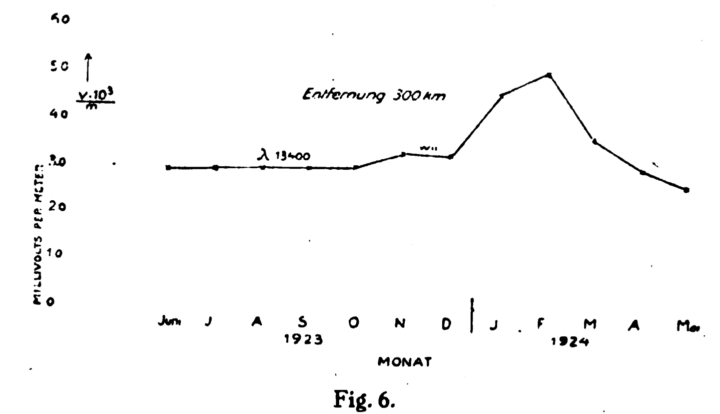


Fig. 6.

übergreifen. Und wir dürfen hier nicht, wie beim Oberflächendipol, die zweite Dipolhäifte des Senders mit allen ihren Kraftlinien durch das Spiegelbild der ersten Dipolhälfte in der Erde darstellen. Alles, worauf es ankommt, ist die bei diesen hohen Frequenzen übermäßig hohen Induktionsverluste im Boden zu vermeiden.

Derjenige, der diesen Wellenbereich für die Technik zuerst erschlossen hat, war Franklin[5]). In einer Reihe von Versuchen, die er vor Jahren ausführte, wies er nach, daß z. B. bei $\lambda = 10$ m die Beziehung besteht, daß die Intensität zunimmt proportional bzw. mehr als proportional mit der Höhe des Sende- und Empfangdipols über dem Boden. Diese Beziehung gilt auch für die Ausbreitung über

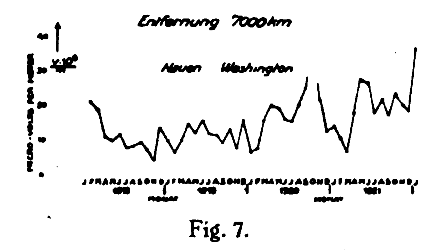


Fig. 7.

leitendem Boden (Wasser). Die Reichweite solcher Raumstrahler ist dann am Tage wenig von der Erde abhängig, in der Hauptsache bedingt durch die Ionisationszustände in der Luft. Sie ist gering und vom Stande der Sonne abhängig. In der Nacht, wo die Ionisationen der Luft durch die Sonne wegfallen, ist die Reichweite eine sehr große; sie ist dann in der Hauptsache begrenzt durch die immer vorhandenen Induktionen und Absorptionen der kurzen Wellen im Erdboden. Da wir es hier bei den ganz kurzen Wellen auch mit einem ganz reinen eindeutigen Strahlungsvorgang zu tun haben, so ist hier ebenso wie bei den ganz langen Wellen charakteristisch, daß keine Interferenzerscheinungen auftreten.

[4]) El. World, 1913, S. 1361.

[5]) Franklin, Journ. of the Inst. of Elec. Eng. 923, S. 1.

Entsprechend der schematischen Fig. 3 verlangt die Raumstrahlung nun natürlich eine andere Antenne als die Oberflächenstrahlung. Selbstverständlich sendet jede normale Antenne, besonders bei den kürzeren Wellen, außer einer normalen Antenne die geschlossenen Kraftlinien rechts oben dem kleinen Raumstrahldipol dieser Antenne zuweisen. Eine sehr wirksame Raumstrahlantenne, einen sehr wirksamen hoch über der Erde senkrecht zur Erde schwingenden

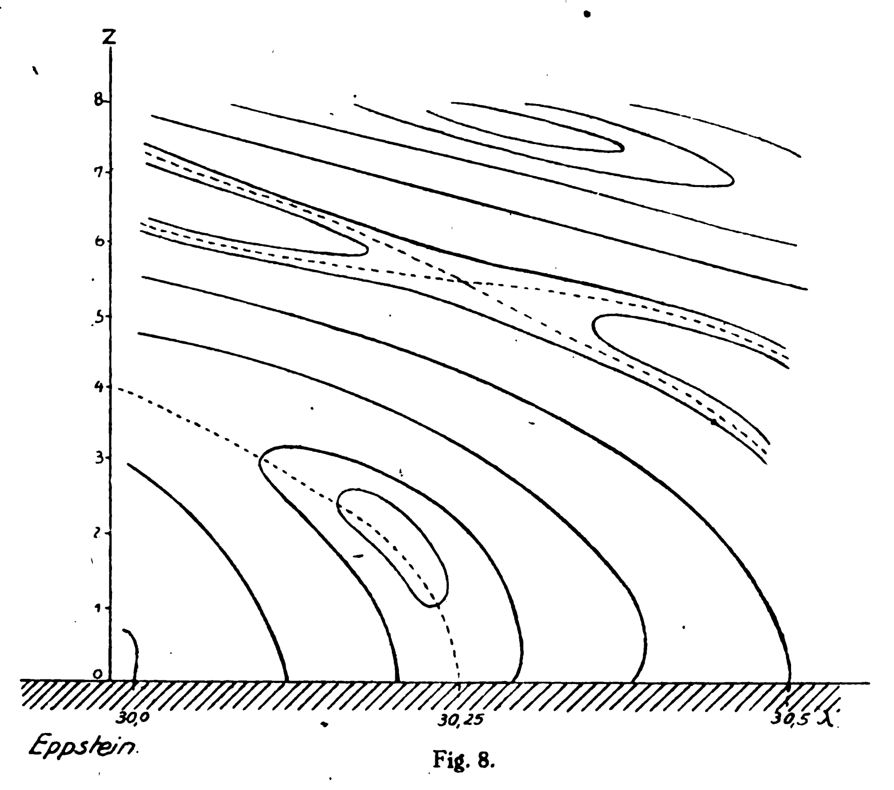


Fig. 8.

der Oberflächenstrahlung auch Raumstrahlung aus, d. h. sie ist zu charakterisieren als eine Superposition einer Oberflächenantenne und einer meist kleinen Raumstrahlantenne. So würde man in dem in Fig. 8 dargestellten Strahlungsbild

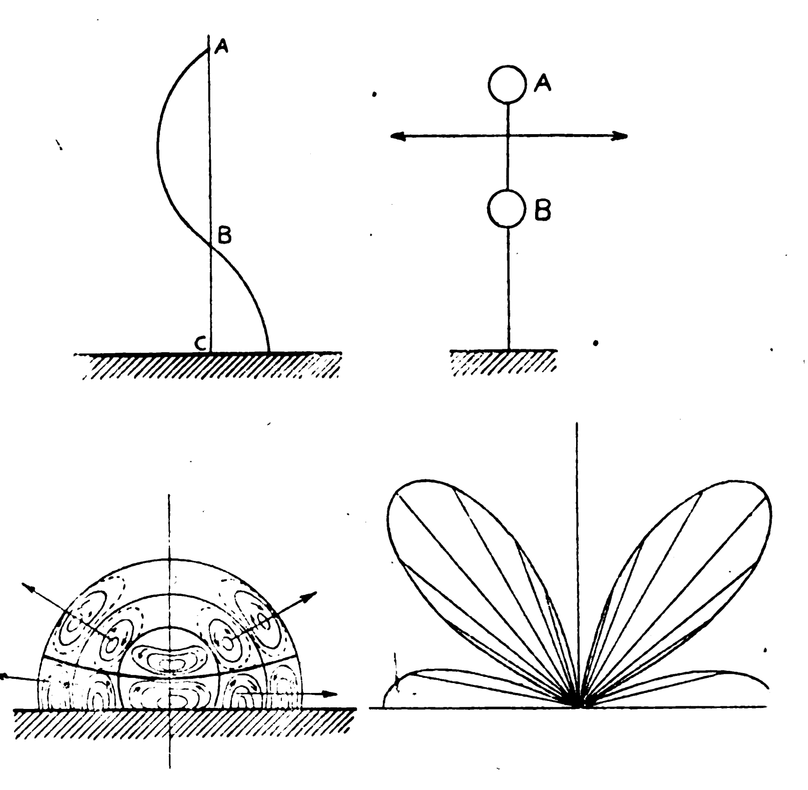


Fig. 9.

Dipol können wir aber mit sehr einfachen technischen Mitteln schaffen, indem wir einen einfachen Draht in der dritten Harmonischen erregen. Der schwingende Dipol ist in Fig. 9 das Stück AB, BC ist gewissermaßen nur die Zuführung zur Ladung des Raumstrahldipols. Sie ist von keiner Bedeutung für die Strahlung auf größere Entfernungen, da die Strahlung dieses unteren Halbdipols, der auch wieder sein Spiegelbild in der Erde hat, in der Hauptsache an die Erde gebunden bleibt und daher sehr rasch im Boden absorbiert wird, so daß dann in größerer Entfernung nur die Strahlung des Dipols AB allein übrig bleibt, also gewissermaßen ein horizontaler Strahl vom Sender ausgeht. Fig. 9 links unten zeigt die theoretische Ausbreitung der Strahlung des in der Harmonischen erregten Drahtes, die Figur rechts unten die Polarkurven hierzu.[6]) In den Berechnungen ist natürlich der untere Teil des Strahles gleichwertig dem oberen. In Wirklichkeit wird der untere Teil sehr rasch absorbiert, und es bleibt nur die Strahlung des oberen Teiles AB übrig. Wollen wir nun in ganz einfacher Weise den wirksamen Dipol noch höher legen, so brauchen wir nur den Draht länger machen und in einer noch höheren Harmonischen schwingen lassen. Für die Fernwirkung ist dann der höchste Teil der Antenne der beste; er strahlt am weitesten. So hat man z. B. die über 300 m lange Eiffelturmantenne mit großem Erfolg als Strahlantenne für die kurzen Wellen benutzt, indem man sie in der 17 fachen Harmonischen erregte.

Betrachten wir nun den Zwischenbereich zwischen den ganz kurzen und den ganz langen Wellen, und zwar hauptsächlich den Bereich von 50—2000 m. — Es ist dies der Bereich, der für kurze Tagesreichweiten sehr gut, für

[6]) F. Hack, Ann. d. Phys. 14, 539, 1904; van der Pol, Phys. Soc.; London Bd. 29, Jb. 1918, S. 217.

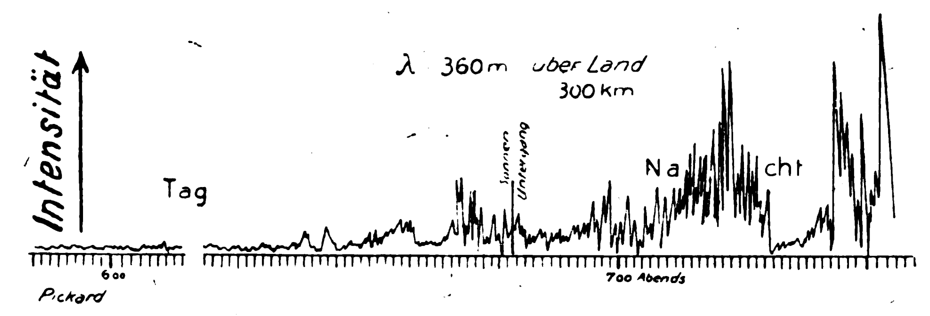


Fig. 13.

größere Nachtreichweiten aber gänzlich unbrauchbar ist. Fig. 10 [7]) zeigt zunächst die Abnahme der Intensität über Wasser am Tage bis zu einer Entfernung von 400 km. Es ist gleichzeitig eingezeichnet die Austinsche Kurve.

Fig. 10.

sche Kurve. Die Intensitätsabnahme erfolgt hier also wie bei den langen Oberflächenwellen. Die Antenne ist ja in diesem Wellenbereich fast ausschließlich ein in der Erde gespiegelter Halbdipol. Der Intensitätsabfall ist hier, wie bei allen Oberflächenwellen, ausschlaggebend von den Bodenverhältnissen abhängig. Wir erhalten bei der Ausbreitung über Land (Fig. 11) bei gleicher Entfernung wie über Wasser nur den zehnten Teil der Intensität und weniger als bei der Ausbreitung über Wasser. In Fig. 11 ist die Ausbreitung desselben Senders nach zwei verschiedenen Richtungen, also über verschiedene Bodenverhältnisse dargestellt. Während sich das α bei Seewasser und Süßwasser innerhalb der Werte von 0,0015 bis 0,0025 bewegt, müssen wir für gut leitenden Boden einen Wert von 0,009 und für trockenen Boden einen solchen von 0,03 einsetzen, bei Gebirge noch wesentlich mehr. Fig. 12 zeigt über Wasser und Fig. 13 zeigt (im Oszillogramm) über Land[8]), $\lambda = 360$ m, nun für die Ausbreitung derselben Wellen auf größere Entfernungen das Verhalten der Empfangsamplituden. Die vollkommen unregelmäßigen und in der Amplitude unverhältnismäßig hohen Nachtintensitäten sind das Charakteristische für diesen ganzen Wellenbereich. Fig. 14 zeigt eine Aufnahme der Intensität für die Welle $\lambda = 92$ m (Pittsburg, Nacht) in einer Entfernung von 760 km[9]) im Oscillographen. Bei solchen

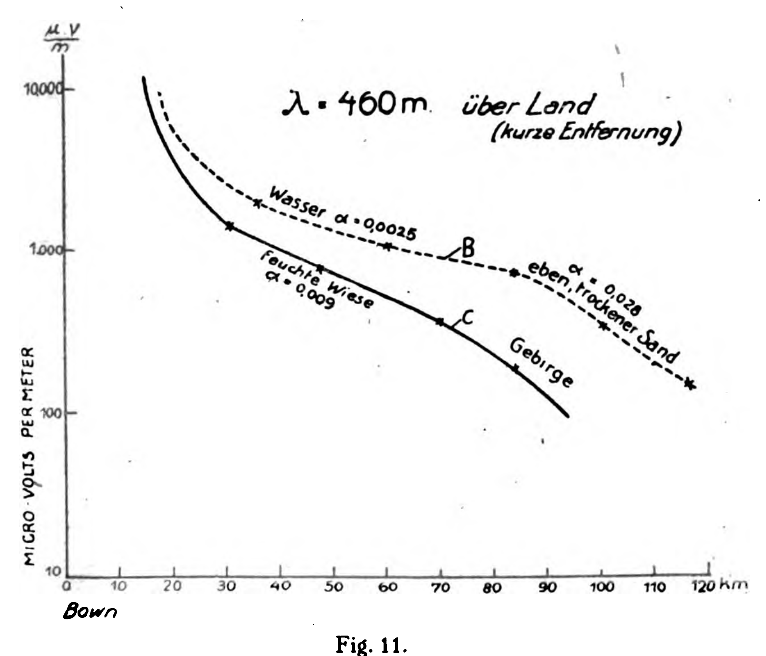


Fig. 11.

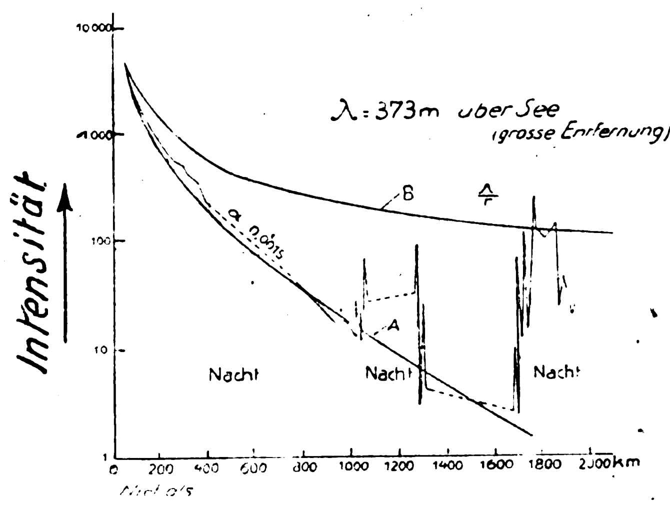


Fig. 12.

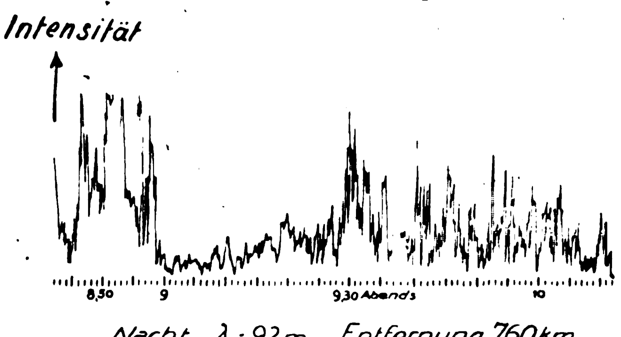


Fig. 14.

[7]) Nichols Proc. of Inst. of Rad Eng. 1923, S. 226.

[8]) Pickard, Proc. of Inst. of Rad Eng 1924, S. 130 u. 151.

[9]) Proc. 1924, S. 130 u. 151.



Schwankungen ist es natürlich gänzlich unmöglich zu arbeiten. Beobachten wir jetzt aber den 92 m Sender von Pittsburg in 8000 km Entfernung in der Nacht, so ist hier der Empfang fast konstant und dabei sehr stark, wir haben z. B. noch — 10 bis 30 $\mu\mu$/V/m in Buenos Aires. Eine Deutung dieser auffallenden Erscheinungen erhalten wir aus einer schematischen Zusammenfassung der Vorgänge, die wir bei ganz langen und bei ganz kurzen Wellen beobachtet haben, am übersichtlichsten aus einer graphischen Darstellung. In Fig. 15 ist der gesamte in der Technik vorkommende Wellenbereich als Abszisse in logarithmischem Maßstab aufgetragen. Die Ordinaten sind die gesamte Strahlung. Bei den ganz großen Wellen hatten wir reine Oberflächenstrahlung, keine Schwankungen, keine Interferenzen, Punkt A. Bei den kürzesten Wellen, Punkt C, hatten wir reine Raumstrahlung, ebenfalls keine Schwankungen und keine Interferenzen, keine Oberflächenwellen, also auch hier wieder eine ganz reine eindeutige Strahlungsart. Wollen wir nun zwei Kurven zeichnen für den Verlauf der Oberflächenstrahlung und der Raumstrahlung bei den Wellen des Zwischenbereiches, so sind für jede Kurve von vornherein zwei Punkte gegeben. — Für die Oberflächenstrahlung das Maximum Punkt A bei den ganz langen Wellen und Punkt B Intensität 0 bei den ganz kurzen. Für die Raumwellenstrahlung das Maximum umgekehrt bei den ganz kurzen Wellen und Punkt D Intensität 0 bei den ganz langen Wellen. Die Wahl der Verbindungskurve ist nun an sich sehr willkürlich. Wir wollen hier die Punkte einfach durch ein Gerade verbinden. Für die bloße Charakterisierung des Zwischenwellenbereiches, auf die es uns hier ankommt, ist der genaue Kurvenverlauf ohne Bedeutung.

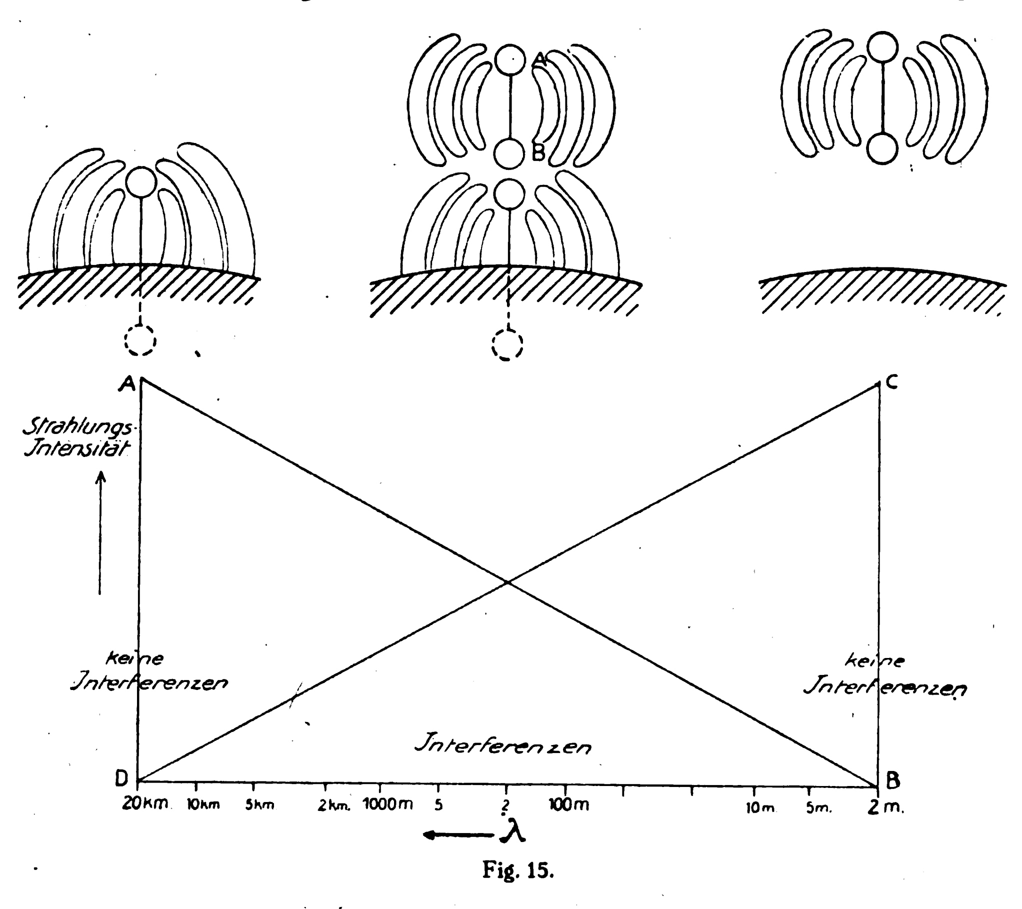


Fig. 15.

Aus den beiden Kurven, wie immer sie im einzelnen verlaufen mögen, ergibt sich notwendigerweise für die Strahlungsvorgänge in dem Zwischenbereich, daß in diesem Bereich überall gleichzeitig Oberflächenwellen und Raumwellen vorhanden sind. Wir haben es hier fast immer mit einer Superposition von beiden zu tun unabhängig von der Antennenform. Jede Antenne setzt sich in diesem Wellenbereich gewissermaßen aus einem gespiegelten Halbdipol und einem mehr oder weniger kräftigen Raumstrahldipol zusammen. Die Amplituden der beiden Strahlungen sind annähernd gleich und schwanken je nach den Absorptionen im Boden und der Luft um der Größenordnung nach gleiche Werte herum. Da beide Strahlungen auf ihrem Weg entsprechend den verschiedenen lokalen Absorptionen auch leicht einen um einige 100 m verschiedenen Weg nehmen und evtl. auch etwas verschiedene Geschwindigkeiten haben können, treten Phasenverschiebungen und dadurch Auslöschungen und Additionen der Amplitude auf; so können wir uns alle die plötzlichen Interferenzschwankungen und Nachtstörungen erklären, die uns jeden Verkehr in der Nacht mit diesen Wellen unmöglich machen, soweit sie nicht durch einfache Absorptionen in den Ionenbänken der Inversionsschichten hervorgerufen sind. Wir müssen uns jede der hier verwendeten Antennen ersetzt denken, wie in der Figur angedeutet ist, durch eine Oberflächenantenne und eine sich darüber in ihrer Wirkung superponierenden Raumstrahlantenne (in Figur Dipol AB). In der Nähe des Senders sind die beiden Strahlungen meist sehr verschieden. Die Raumstrahlung ist schwach, soweit die Antennen nicht speziell für Raumstrahlung gebaut sind, die Oberflächenstrahlung ist sehr stark. Daher haben wir bei kurzen Entfernungen, über See auf etwas längere Entfernungen, konstanten guten Nachtempfang entsprechend der fast reinen Oberflächenstrahlung. Bei größeren Entfernungen kommen wir dann in die Zone der Schwankungen und Interferenzen — die Amplituden der Oberwellen sind durch die Absorptionen im Boden von gleicher Größenordnung geworden wie die Amplituden der

Raumwellen. In **g a n z g r o ß e n E n t f e r n u n g e n** ist die Intensität wieder konstant. Die Oberflächenstrahlung ist hier absorbiert und die Raumstrahlung allein übrig. Wir haben wieder eine ganz reine Strahlung und keine Interferenzwirkungen. Also von Pittsburg in Buenos Aires und von Nauen in Buenos Aires konstanten, technisch brauchbaren Empfang fast die ganze Nacht hindurch. Wir brauchen also zur Erklärung der Amplitudenschwankungen in diesem Wellenbereich keine Heavisideschicht.

Eine sehr dunkle Frage in unseren Überlegungen ist nun noch: Warum können wir überhaupt unseren Raumstrahl in Buenos Aires empfangen? Warum bekommen wir bei einer Sendeenergie von nur 2 KW in Nauen in Buenos Aires noch eine Intensität, die einer Empfangsintensität von 60—80 $\mu\mu$/V/m bei der langen Welle entspricht? Wie kommt es, daß wir fast jede Nacht verhältnismäßig guten Verkehr mit diesen kurzen Wellen und 2 KW

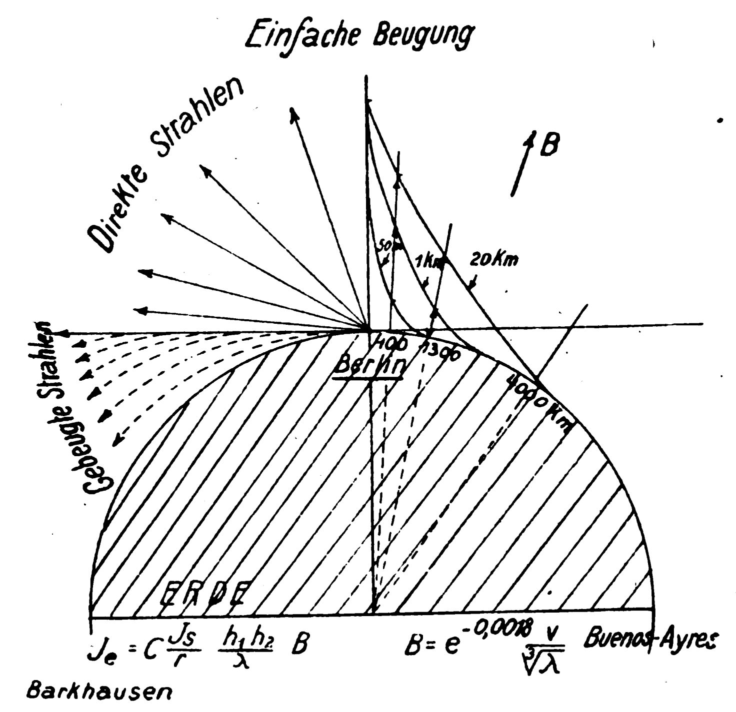


Fig. 16.

nach Buenos Aires machen können, während wir bei den langen Wellen fast 400 KW aufwenden müssen? — freilich können wir mit den langen Wellen dann auch den ganzen Tag über arbeiten. Warum beugt sich unser Strahl um die Erde herum? Die einfache elektromagnetische Beugung unter Annahme einer leitenden Erdoberfläche und einer homogenen Atmosphäre reicht nicht aus. Fig. 16 [10]) zeigt, was man mit Beugung nach der R y b c z y n s k i schen Formeln (siehe Fig. 16) unten) erwarten kann. Bei einer Welle von 1000 m und einer Entfernung von 4000 km sehen wir, daß der Faktor B in der Formel — der Faktor ist hier radial auf der rechten Seite für die verschiedenen Wellen aufgetragen — auf 1‰ gesunken ist; bei einer Welle von 20 km auf 1 %. Von verschiedener Seite [11]) wurde nun versucht, die Biegung des Strahles um die Erde durch die dielektrischen Eigenschaften der doch bis in ziemliche Höhe reichenden Luftschichten zu erklären. F l e m i n g kommt zu dem Resultat, daß unter der Annahme einer etwas größeren Dielektrizitätskonstante, als sie die Luft hat, d. h. für das Krypton der Strahl vollkommen um die Erde herumgebrochen wird. Nach S c h w e r s erhält man bei Berücksichtigung des Wasserdampfes in den verschiedenen Schichten der Atmosphäre, schon durch die [12]) ersten 3 km der Atmosphäre eine solche Brechung, daß der Strahl dauernd parallel der Erdoberflöche gekrümmt ist. Es wurde auch versucht, die I o n i s a t i o n e n in den h ö h e r e n S c h i c h t e n verantwortlich zu machen für die starke Beugung [13]). Durch theoretische Überlegungen wurde nachgewiesen, daß schon bei verhältnismäßig schwacher Ionisation genügend Beugung entstehen könnte. Aber aus dem großen Mißverhältnis der Reichweiten der kurzen Wellen in der Nacht zu denen am Tage, ist wohl eher anzunehmen, daß in der Nacht alle Sonnen-Ionisationszustände des Tages ganz verschwunden sind. — Dazu kommt, daß die Ionisationszustände in den hohen Schichten uns etwas vollkommen Unbekanntes sind. Wir wissen sehr gut Bescheid, was sich alles ändert ein paar Meter von der Erde entfernt und haben in Millionen von Messungen mit kleinen Kollektonen alle Zustände unten am Boden erforscht. Aber über die riesenhaften Elektrizitätsbildungen in der oberen Atmosphäre, die die Quelle und das Reservoir der ganzen Luftelektrizität ist, wissen wir nahezu nichts. [14]) So haben wir nicht den geringsten Anhalt, irgend welche Ionisierungen in 100 km Höhe oder in noch größerer Höhe als Beugungselement für unsere Strahlen in der Form einer phantastischen Heavisideschicht anzunehmen. Zumal, da eine solche Schicht bei der Beobachtung des Sternenhimmels doch unbedingt in irgend einer Weise zur Geltung kommen müßte.

Zunächst müssen wir uns an die bekannten Naturerscheinungen halten, und hier bietet uns die Optik eine ganze Reihe von Analogien. Alles, was wir in der Drahtlosen an Beugungserscheinungen beobachten, finden wir in sehr ausgeprägtem Maße in der Optik wieder.

Betrachten wir nun zunächst die normalen Lichtbeugungen. Ein Lichtstrahl beugt sich in einer Parabel der Erde zu. Ein Lichtstrahl, der z. B. unter 86° gegen den Zenit in die obere Atmosphäre einfällt, trifft noch die Erde. Je nach der Luftdichte bzw. der Änderung der Dichte mit der Höhe haben wir mehr oder weniger vollkommene Krümmung des Strahles um die Erde und die größte Mannigfaltigkeit für die Wege, die der Strahl nimmt. Auf den verschiedenen Beugungserscheinungen beruhen alle die bekannten Luftkimmungen und Spiegelungen und auch die großen Sichtweiten, die großen Reichweiten eines Lichtstrahles. Zum Beispiel wurde durch längere Zeit vom Mont blanc bei klarem Wetter die 720 km entfernte englische Küste gesehen. Die Intensitätsänderungen in der Drahtlosen finden ebenfalls eine Analogie in der Optik. Die Szintillation der Sterne sind nichts anderes. Durch Dichteänderungen in den verschiedenen Luftschichten durch Schlieren und Luftschwankungen konvergieren (J_1) und divergieren (J_2) [15]) die Strahlen der Sterne

[10]) Barkhausen, ETZ. 1914, S. 429, nach v a n d e r P o l, Phil. Mag. 1919, Bd. 38, S. 365 sind in den B-Kurven (Fig. 16) noch kleinere Werte einzusetzen.

[11]) F l e m i n g, K i e b i t z.

[12]) S c h w e r s, Phys. Soc. London 1916, 29, S. 156.

[13]) S a l p e t e r, Jahrb. 1914, S. 247; E c c l e s, Jahrb. 1914, S. 253.

[14]) Nach den Messungen von H e r a t h muß man annehmen, daß der Sitz der Lichtelektrizität die Inversionen sind. Hiermit lassen sich auch am besten die Empfangsbeobachtungen in Übereinstimmung bringen. In Zusammenfassung all der Wolken- und Luftreibungs-Kondensationserscheinungen, die sich in den Grenzschichten zweier verschiedenartiger und verschieden temperierter Luftschichten bei ihrem aneinander Vorbeigleiten ergeben, könnte man von der oberen Atmosphäre als einer riesigen Reibungselektrizitätsmaschine sprechen.

[15]) P e r n t n e r, E x n e r, Meteorolog. Optik, S. 225.

(Fig. 17). Diese Intensitätsschwankungen erscheinen dem Beobachter dann als Flimmern. Bei allen diesen Analogien müssen wir uns immer vor Augen halten, daß der Sprung von der längsten drahtlosen Welle bis zur kürzesten Welle, mit der wir noch arbeiten können und gearbeitet haben, von annähernd der gleichen Größenordnung ist wie der Sprung von

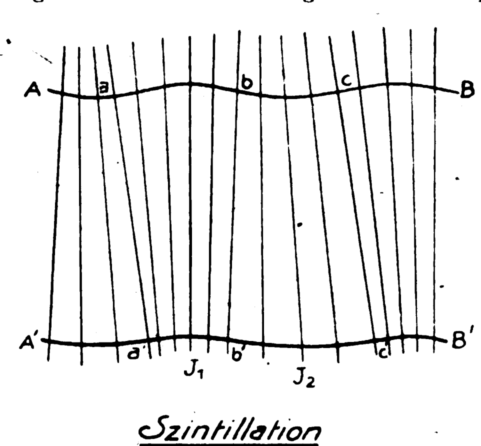


Fig. 17.

der kürzesten drahtlosen Welle zur längsten Lichtwelle. Wir werden also genau so, wie wir vieles von unseren Erfahrungen bei den längsten Wellen der drahtlosen Telegraphie auf die kürzesten anwenden können, ebenso auch sehr vieles, was uns aus der Optik bekannt ist, für unsere kürzesten drahtlosen Wellen zum Teil auch noch gelten lassen können. Der Hauptunterschied besteht andererseits wohl darin, daß der drahtlose Strahl geringere Absorptionen bei der Ausbreitung in einem Medium erleidet wegen der größeren Welle, und größere Absorptionen im Boden wegen der größeren Nähe des Dipols an der absorbierenden Fläche.

So birgt die Erklärung der Beugung unseres drahtlosen Strahles noch sehr viel Unklarheiten in sich. Wahrscheinlich verursacht nicht einer der verschiedenen angeführten Faktoren allein, sondern das Zusammenwirken mehrerer oder aller gemeinsam, die starken Beugungseffekte der kurzen Wellen. Aber alle unsere Betrachtungen weisen in der Richtung, daß man für die Erklärung der Erscheinung der Wellenausbreitung eine gänzlich ans Wunderbare grenzende Heavisideschicht nicht braucht. Im übrigen sind ja die obigen Ausführungen nur als Grundlage für eine stark idealisierte Arbeitshypothese der Technik gedacht, mit der wir uns vorläufig werden behelfen müssen.

Fassen wir diese Arbeitshypothese noch einmal zusammen, so lautet sie:

1. es gibt keine Heavisideschicht,
2. für das Arbeiten auf große Entfernungen bei Nacht mit kürzeren Wellen muß die Antenne eine Raumstrahlantenne sein,
3. die Interferenz- und Schwankungserscheinungen, besonders die plötzlichen, die bei den kürzeren und mittleren Wellen bei Nacht auftreten, sind, soweit sie nicht auf einfachen Absorptionen in den Ionenbänken der Inversionsschichten beruhen, auf Interferenzen zwischen Raum- und Oberflächenstrahlung zurückzuführen.

Referate.

P. Maurer. Die atmosphärischen Störungen der drahtlosen Telegraphie und ihre Beseitigung. (Les Parasites en TSF et leur élimination) L'Electricien Jahrg. 40, 2. Reihe, Band 55, Nr. 1352 (15. 7. 1924) S. 322—325. Mit 11 Figuren.

„Die Beseitigung der störenden Geräusche, die den drahtlosen Empfang beeinträchtigen, ist eine der wichtigsten Fragen der Radiotechnik. Die vorliegende Studie berichtet über den augenblicklichen Stand der Frage." (Zusammenfassung des Autors.)

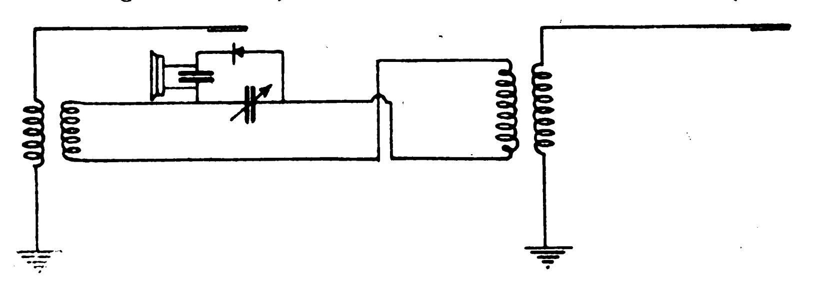


Fig. 1.

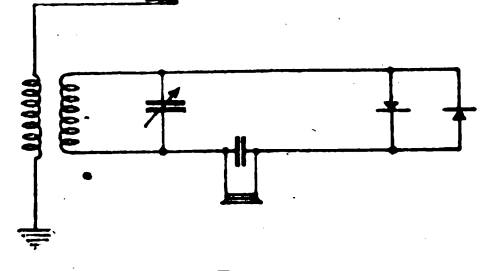


Fig. 2.

Der Verfasser versteht unter „Parasiten" ausschließlich atmosphärische Störungen. Nach kurzer Beschreibung ihrer Entstehung und der durch sie verursachten Geräusche beim Empfang weist er auf die Schwierigkeiten, sie zu beseitigen, hin. Die Vorbeugungsmittel: Verwendung von Faradaykäfigen und Aussieben durch scharfe Abstimmung (Nachteil: Schwierigkeiten bei Schnelltelegraphie) sind auch gegen nicht luftelektrische (z. B. gegen elektrotechnische) Störungen wirksam. An Methoden, um schon in die Empfangsanlage eingedrungene Störungen unschädlich zu machen, nennt er u. a.:

Auf Gegeneinanderschaltung zweier Empfangssysteme beruhende Verfahren: 1. Empfang mittels zweier genügend weit voneinander entfernter Antennen. Man würde die aufgenommenen Schwingungen einschließlich der Störungen unhörbar machen können, wenn man die Antennen in einem gemeinsamen Sekundärkreis gegeneinander koppelt (Fig. 1) und man beiden Antennen gleiche Abstimmung gäbe. Bei geringer Verstimmung (z. B. auf ein Optimum des Überlagerungsempfanges für die gewünschte Welle) werden die Störungen nicht ebenfalls mit größter Deutlichkeit, sondern merklich schwächer zu hören sein. 2. Ähnlicher Grundgedanke. Kopplung zweier Spulen mit dem Empfangskreis in entgegengesetztem Sinn. 3. Schaltung zweier Detektoren verschiedener Charakteristik gegeneinander, insbesondere Roundschaltung (bei sehr starken Störungen brauchbar).



Parallelschaltung zweier Detektoren (Fig. 2), von denen nur einer für den Empfang der Schwingungen empfindlich genug ist, während den stärkeren Störungen gegenüber beide als Ventile wirken, so daß diese sich ausgleichen. 4. Dasselbe mit zwei gegeneinander geschalteten Ventilröhren verschiedener Charakteristik (Fig. 3).

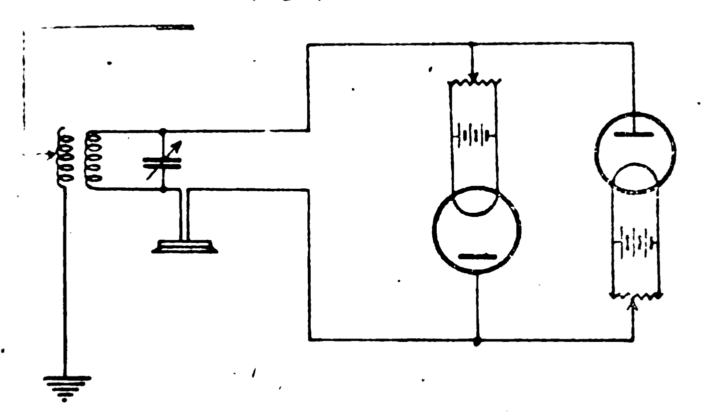


Fig 3.

Eine Methode der Differentialschaltung dreier Empfangsysteme (a, b, c) gegeneinander kann unter Ausnutzung der auch sonst zur Störbefreiung geeigneten Richtwirkung der Rahmen- bzw. Schleifenantennen verwandt werden, indem man Rahmen a und c so schaltet, daß die aufzunehmenden Zeichen sich gegenseitig aufheben. Dem Empfang durch Rahmen b wird eine solche Verstärkung gegeben, daß die aus ihm kommenden Störungen zusammen mit den durch a und c aufgenommenen ein Minimum der Störung geben. (Durch die Richtwirkung der Rahmenantennen sind von vornherein nur die Störungen stark, die aus Richtung der Sendestation kommen.)

Weitere verschiedenartige Verfahren werden beschrieben, so der Grootsche Käfig, der die Antenne umgibt, und die Empfangsverfahren von Marconi-Wright und von Swan, in denen die Existenz eines Sättigungsstromes der Strahlröhre ausgenutzt wird.

(Über Störbefreiung vgl. auch die Arbeit von Herrn Greinacher, Zs. f. Phys. **23**, 379, oder das Referat, dieses Jahrb. S. **24**, S. 47—48. Otto Emersleben.

E. V. Appleton und M. Taylor. Über günstigsten Überlagerungsempfang. (On Optimum Heterodyne Reception.) Proc. Inst. Radio Eng. **12**, 277—293, 1924.

Die Arbeit behandelt hauptsächlich die Frage, wie die Stärke des Schwebungstons bei Überlagerungempfang von der Amplitude der auffallenden Wellen und von der Amplitude des Überlagerers abhängt. Als Detektor ist stets eine Röhre angenommen, als Überlagerer stets ein vom Detektorkreis getrennter.

A. Zuerst wird der Fall der einfachen Detektorschaltung (Röhre ohne Gitterkondensator) behandelt. Nimmt man als Zusammenhang zwischen dem Anodenstrom i und der Gitterspannung v eine lineare Beziehung von der Form

$$i_a = a_0 + a\,v + \beta\,v^2 + \gamma\,v^3 - \delta\,v^4 + \ldots \quad (1)$$

und bezeichnet b die Amplitude der Gitterspannung, die von den Wellen, a diejenige, die vom Überlagerer herrührt, so ergibt sich als Amplitude A der Schwebungsschwingung im Anodenkreis

$$A = \beta\,a\,b - \frac{3}{2}\,\delta\,a\,b\,(a^2 + b^2);$$

sie erhält einen Maximalwert für

$$a^2 = \frac{2\beta}{9\delta} - \frac{b^2}{3}.$$

In der Praxis ist im allgemeinen die Amplitude b der Zeichen klein gegen diejenige a des Überlagerers. Sodann wird in erster Annäherung für einen maximalen Überlagerungston

$$a^2 = \frac{2\beta}{9\delta}$$

und die Amplitude A der Schwebungsschwingung nimmt in diesem günstigsten Fall den Wert

$$A_{max} = b\,(\beta\,a - \frac{3}{2}\,\delta\,a^3)$$

an.

Daraus folgt also für den Fall schwacher Zeichen ($b << a$).

1. daß die günstige Einstellung des Überlagerer (a) unabhängig ist von der Stärke der Zeichen (b),
2. daß die Amplitude (A) der Schwebungsschwingung direkt proportional ist der Amplitude b der Zeichen.

Vergleicht man diesen günstigsten Fall mit demjenigen (A_1), in dem die vom Überlagerer herrührende Amplitude a der Gitterspannung gleich der von den Wellen hervorgerufenen b ist, so ergibt sich unter den gemachten Voraussetzungen

$$\frac{A_{max}}{A_1} = \frac{2\sqrt{2}}{9}\sqrt{\frac{\beta}{\delta}} \cdot \frac{1}{b}$$

d. h., dieses Verhältnis wird umso größer, je geringer die Intensität der Zeichen (d. h. b) ist. Je schwächer also die Zeichen sind, um so wichtiger ist es, die Kopplung des Überlagerers mit dem Detektorkreis richtig einzustellen.

B. Der zweite Teil der Arbeit bezieht sich auf Röhrenempfang mit Gitterkondensator. Diskutiert werden drei Fälle.

1. Auf das Gitter der Detektorröhre wirkt eine einfache sinusförmige EMK (z. B. Schreibempfang ungedämpfter Schwingungen ohne Überlagerung):
$$e = b \sin \omega t.$$
2. Auf das Gitter wirkt eine Hochfrequenzschwingung mit vollkommener Niederfrequenzmodulation
$$e = b\,(1 + p\,t), \sin \omega\,t,$$
worin p die Kreisfrequenz der Niederfrequenzmodulation bedeutet (Telephonieempfang ohne Überlagerung).
3. Die auf den Gitterkreisen induzierte EMK setzt sich zusammen aus der Hochfrequenzschwingung der Welle (ω_2) und derjenigen des Überlagerers (ω_1) Empfang von ungedämpften Hochfrequenzschwingungen):
$$e = a \sin \omega_1 t + b \sin \omega_2 t.$$

Die Resultate sind folgende:

1. In diesem Fall ergibt sich, daß die Gleichstromkomponente der Gitterspannung, von der dann die Änderung des Gleichstroms im Anodenkreis abhängt, proportional der Amplitude (b) der auffallenden Wellen ist
2. In diesem Fall wird die Amplitude der Niederfrequenzkomponente der Gitterspannung von der Kreisfrequenz p, die die Stärke des Tons bestimmt, proportional dem Quadrat der Amplitude b der auffallenden Wellen.
3. Dieser Fall unterscheidet sich von dem unter A besprochenen (Überlagerungsempfang ohne Gitterkondensator) dadurch, daß beim letzteren nur die Abhängigkeit des Anodenstroms von der Gitterspannung, beim ersteren auch noch die Abhängigkeit des Gitterstroms von der Gitterspannung von Bedeutung ist,

da der Gitterstrom die Aufladung des Gitterkondensators bedingt. Für die Abhängigkeit des Gitterstroms von der Gitterspannung ist in der Arbeit im Einklang mit der Erfahrung eine nichtlineare Beziehung von ähnlicher Form wie für den Anodenstrom (Gleichung 1) angenommen.

Auch in diesem Falle erhält man eine maximale Amplitude der Schwebungsschwingung von der Kreisfrequenz $\omega_1 - \omega_2$, für eine ganz bestimmte Amplitude der Überlagerungsschwingung. Die Bedingung für diese optimale Wirkung des Überlagerers hängt außer von den Konstanten der Röhre auch noch von der Kapazität des Gitterkondensators und der Größe des Parallelwiderstandes ab. Die Amplitude A der Schwebungsschwingung ist in diesem Fall proportional dem Produkt aus der Amplitude a der Wellen und der Amplitude b des Überlagerers.

Interessant ist folgende geometrische Interpretation, die die Verfasser den Resultaten für den Überlagerungsempfang (A und B3) geben. Nimmt man die Kurve auf, welche die Gleichstromkomponente des Anodentroms (Ordinaten) in ihrer Abhängigkeit von der Amplitude der Gitterspannung (Abszissen) darstellt, so hat diese Kurve für einen bestimmten Wert dieser Amplitude eine maximale Neigung gegen die Abszissenachse. Auf diesen Wert ist die Amplitude der Gitterspannung (a), die vom Überlagerer herrührt, einzuregulieren, damit der Schwebungston eine maximale Stärke erhält. Diese Regel gilt sowohl bei Überlagerungsempfang mit als ohne Gitterkondensator, obwohl die eben definierte Kurve in beiden Fällen eine ganz verschiedene Form hat.

Die Verfasser haben ihre theoretisch abgeleiteten Ergebnisse auch experimentell geprüft und gute Übereinstimmung gefunden.

Die Arbeit von A. Meißner und E. Scheiffler, Zeitschrift für Fernmeldetechnik **1**, 17—20, 1920, die sich mit ganz ähnlichen Fragen beschäftigt, ist den Verfassern augenscheinlich unbekannt geblieben. Zenneck.

L. W. Austin. Über Empfangsmessungen und atmosphärische Störungen im Bureau of Standards. (Receiving Measurements and atmospheric Disturbances at the Bureau of Standards, Washington, November and December, 1923.) Proc. Inst. Radio Engineers **12**, 227—232, 1924.

Fortsetzung der systematischen Messungen über die Stärke der Zeichen von Nauen und Lafayette und der atmosphärischen Störungen.

Ein ausführlicher Bericht über Einzelheiten dieser Messungen hat erst Sinn, wenn wieder die Resultate über einen größeren Zeitraum vorliegen.

Bemerkungen von allgemeinerer Bedeutung, die Austin an seine Messungen knüpft, sind folgende.

Alle europäischen Stationen zeigen bei den Morgenmesungen (9 Uhr vormittags nach Washington-Zeit) im November und Dezember besonders geringe Intensität. Vermutlich ist der Grund dafür der, daß im November und Dezember der Sonnenuntergang in Europa ungefähr auf diese Zeit fällt. Im Sommer trifft der Sonnenuntergang in Europa auf den Nachmittag in Washington, und verursacht wohl mindestens teilweise die geringe Nachmittagintensität (fading) in den Sommermonaten. Dieser Effekt ist ausgesprochener bei Nauen als bei Lafayette, ohne daß für diesen Unterschied die Verschiedenheit in der Frequenz der beiden Stationen (Nauen 23 400, Lafayette 15 900/sec) verantwortlich gemacht werden könnte, da die Zeichen von St. Assise, das beinahe dieselbe Frequenz wie Nauen besitzt, die Erscheinung in geringerem Maße zeigen.

Lafayette ist ungefähr zweimal so stark wie letztes Jahr, obwohl nur die Frequenz und zwar von 12 800 auf 15 900/sec geändert wurde. Austin bemerkt dazu, daß auch Messungen in Europa eine Zunahme der Zeichenstärke bei dieser Station ergeben haben. Danach ist es doch zweifelhaft, ob die Vermutung, die Austin früher mit aller Vorsicht ausgesprochen hatte, berechtigt ist, daß nämlich eine Frequenz von ungefähr 16 000/sec für den drahtlosen Verkehr über den nördlichen Teil des Atlantischen Ozeans besonders günstig sei. Zenneck.

E. L. Chaffee. Gekoppelte Elektronenröhrenkreise. (Regeneration in Coupled Circuits.) Proc. Inst. Radio Eng. **12**, 299—359, 1924.

Die durchaus theoretische Arbeit besteht aus zwei einleitenden Abschnitten und einem dritten sehr ausführlichen über das in der Überschrift angegebene Thema.

Im 1. Teil werden die erzwungenen Schwingungen in einem einfachen Kondensatorkreis mit Rückkopplung behandelt und zwar in den beiden Fällen, wenn der Kondensatorkreis im Anodenkreis der Röhre und dann, wenn er im Gitterkreis derselben liegt. Dabei ist für die Röhre eine geradlinige Charakteristik und verschwindend kleiner Gitterstrom vorausgesetzt.

Der 2. Teil beschäftigt sich mit den erzwungenen Schwingungen in zwei gekoppelten Kondensatorkreisen ohne Rückkopplung mit einer Röhre. Dabei wird der Einfluß der Kopplung zwischen den beiden Kreisen, ebenso die Abstimmung bzw. die Verstimmung zwischen den Kreisen und zwischen ihnen und der aufgedrückten EMK eingehend besprochen. Um den gleichzeitigen Einfluß von zwei Variabeln anschaulich zum Ausdruck zu bringen, macht der Verfasser ausgiebig Gebrauch von der Darstellung durch Flächen.

Im 3. Abschnitt ist der Fall von zwei gekoppelten Systemen, von denen eines mit einer Elektronenröhre rückgekoppelt ist, nach allen Richtungen durchgerechnet, und es sind die Resultate durch zahlreiche Kurven illustriert. Bezüglich der Röhre wird dieselbe Voraussetzung gemacht wie im 1. Teil. Bezüglich der Rückkopplung beschränkt sich der Verfasser durchaus auf denjenigen Fall, den man bei uns als primäre Rückkopplung bezeichnet. Bei der Diskussion des Einflusses, den eine Änderung der Stärke der Rückkopplung hat, wird der Fall der Entstehung von Eigenschwingungen wenigstens teilweise behandelt.

Bei der Diskussion der Resultate schwebt dem Verfasser die Verwendung der gekoppelten Systeme im Empfänger vor, wo das Primärsystem die Empfangsantenne, das Sekundäre ein Kondensatorkreis ist, der direkt oder indirekt auf das Detektorsystem wirkt. Infolge davon legt der Verfasser besonderen Wert darauf festzustellen, wie der Sekundärstrom von den verschiedenen Variabeln abhängt. Er diskutiert auch ziemlich ausführlich die Selektivität von solchen gekoppelten Systemen im Verhältnis zu einem einfachen Schwingungskreis.

In der Abhandlung ist der Einfluß der verschiedenen in Betracht kommenden Faktoren sehr eingehend durchgearbeitet. Nur in der Behandlung der Eigenschwingungen von gekoppelten Elektronenröhrenkreisen, deren Untersuchung auch nicht der eigentliche Zweck der Arbeit war, bleibt die Arbeit zurück gegen die vielen Veröffentlichungen, die gerade darüber in den letzten Jahren erschienen, dem Verfasser aber wohl nicht bekannt geworden sind.

Zenneck.

T. L. Eckersley. Die Energie von atmosphärischen Störungen. (The Energy of Atmospherics.) Electritian **93**, 150—151, 155; 1924.

1. Appleton und Watson Watt haben kürzlich in der „Proceedings of the Royal Society" Untersuchungen veröffentlicht, in denen sie mit einer Braunschen Röhre den zeitlichen Verlauf des elektrischen Feldes von atmosphärischen Störungen feststellten. Es zeigte sich, daß das Feld entweder zu einem Maximum anstieg und dann allmählich und ungefähr symmetrisch zum Anstieg auf 0 abfiel, oder daß es zuerst zu einem großen Maximum anstieg, dann auf 0 herabsank, um endlich in entgegengesetzter Richtung zu einem viel schwächeren Maximum aufzusteigen und wieder auf 0 abzufallen. Im ersten Fall war die Impulsbreite, im zweiten Fall der zeitliche Abstand zwischen den zwei Durchgängen durch 0 von der Größenordnung von $^1/_{1000}$ Sek.

Die erste Art von Störungen ist diejenige, auf die sich Eckersley bezieht. Er stellt den zeitlichen Verlauf der Feldstärke bei einer solchen Störung dar durch einen Ausdruck der Form

$$E = E_0 \cdot \frac{a^2}{a^2 + t^2}.$$

Darin ist E_0 der Maximalwert der Feldstärke, a die Impulsbreite, d. h. $t = \pm a$ die Zeit für die E die Hälfte des Maximalwerts beträgt. Aus dieser Darstellung leitet er seine weiteren Überlegungen ab.

Die erste ist die, daß solche Störung in einem Empfangskreis von geringer Dämpfung, der Kreisfrequenz ω und Induktivität L einen Strom hervorrufen, dessen Anfangsamplitude $= \frac{2\pi E_0}{L} \cdot a\, e^{-a\omega}$ ist. Er zeigt, daß dieser Strom, selbst unter der Annahme einer maximalen Feldstärke $E_0 = 2$ Volt/m, im Vergleich zu demjenigen, den ein lesbares Zeichen erfordert, verschwindend klein bleiben muß, wenn nicht die Impulsbreite a kleiner als die Periode des Kreises ist, eine Folgerung, die auch ohne Rechnung qualitativ leicht einzusehen ist. Das Resultat ist auch unabhängig von der speziellen Wahl der Funktion, durch die der beobachtete zeitliche Verlauf der Feldstärke dargestellt wird. Der Schluß, den er daraus zieht, ist der, daß die glatten Kurven von der Impulsbreite von etwa $^1/_{1000}$ Sek. unmöglich die atmosphärischen Störungen, die man tatsächlich beobachtet, hervorrufen können, daß es vielmehr Störungen von viel kleinerer Impulsbreite sein müssen, die sich also in den Kurven von Appleton und Watson Watt nur als kleine Unregelmäßigkeiten hätten zeigen können, tatsächlich aber überhaupt nicht zum Vorschein kamen.

Einen zweiten Beweis dagegen, daß die gewöhnlich beobachteten atmosphärischen Störungen von aperiodischen Feldern mit einer Impulsbreite von ca. $^1/_{1000}$ Sek. herrühren, findet Eckersley in folgendem. Wenn man die Eigen-Wellenlänge eines Empfängers etwa von 100 m bis ca. 20 000 m variiert und jedesmal diejenige Zeichenintensität mißt, bei der man eben noch trotz der atmosphärischen Störungen die Telegramme lesen kann, so findet man eine Kurve, die man gleichzeitig als Ausdruck des Einflusses der atmosphärischen Störungen auf den Empfänger bei den verschiedenen Wellenlängen ansehen darf. Die tatsächliche Kurve — die in der Arbeit wiedergegeben ist — ist aber unvereinbar mit derjenigen, die man erhalten müßte, wenn das Feld der atmosphärischen Störungen eine Impulsbreite von ungefähr $^1/_{1000}$ Sek. besäße.

2. Der zweite Teil der Arbeit beschäftigt sich mit einer Abschätzung der Energie, die bei einer atmosphärischen Störung ausgestrahlt wird. Die Grundlagen für diese Abschätzung sind folgende. K. Tremellen hat gleichzeitig die Entfernung des Ursprungs von atmosphärischen Störungen und die Stärke der Zeichen bestimmt, die nötig waren, um trotz dieser Störungen in einem Empfänger von ca. 15 000 m Wellenlänge noch die Zeichen lesen zu können. Diese Entfernung betrug in einem bestimmten Fall 2000 km, die Feldstärke der noch lesbaren Zeichen, die Eckersley gleichzeitig als Feldstärke der atmosphärischen Störungen am Orte des Empfängers annimmt, etwa $100 \cdot 10^{-6}$ Volt/m. Als zeitlichen Verlauf der Störung setzt er die oben besprochene aperiodische Form mit einer Impulsbreite von $^1/_{20000}$ Sek. voraus. Ferner nimmt er an, daß die Störung von ihrem Ursprungsort aus sich nicht in Form einer Kugelwelle, sondern als zylindrische Welle sich zwischen zwei leitenden Schichten fortpflanzt, der Erdoberfläche und einer oberen leitenden Schicht, die bei Tag in einer Höhe von 40 km, bei Nacht zwischen 80 und 100 km sich befinden soll und für die er als mittlere Höhe 50 km ansetzt.

Unter diesen Voraussetzungen erhält er als maximale Momentanleistung, die von der Störungsquelle ausgestrahlt wird 40 KW, als gesamte ausgestrahlte Energie während des Ablaufs der Störung 0,5 Wattsec. Er schließt aus diesen Zahlen, daß eine Störungsquelle von solcher Intensität kaum etwas anderes sein kann als ein Blitz. Zenneck.

G. W. O. Howe. Elektromagnetische Schirmwirkungen in der drahtlosen Telegraphie. (Electromagnetice Screening in Wireless Telegraphy.) Electrician **93**, 34, 38, 1924.

Mit Hilfe von anschaulichen schematischen Figuren und qualitativen Überlegungen gibt der Verfasser eine Erklärung dafür, wie es möglich ist, durch geeignet angebrachte Leiter einen Raum gegen die Wirkung des elektrischen Feldes von elektromagnetischen Wellen abzuschirmen, ohne daß gleichzeitig das magnetische Feld derselben eine erhebliche Schwächung erfährt, oder umgekehrt. Zenneck.

G. W. O. Howe. Die Wirkung der Erde bei der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in der drahtlosen Telephonie. (The Effect of the Earth in the Transmission of Electromagnetic Waves in Radio-Telegraphy) Electrician **93**, 148—149, 1924.

Professor Howe wendet auf die Frage nach der Rolle, welche die Erde bei der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in der drahtlosen Telegraphie spielt, Vorstellungen und Begriffe wie Induktivität, Kapazität, Widerstand pro Längeneinheit an, die dem Elektroingenieur geläufig sind. Seine Absicht ist augenscheinlich, dem Ingenieur, der die Vorgänge bei der Ausbreitung von Wechselströmen längs Kabeln oder Freileitungen kennt, auch die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen längs der Erdoberfläche klarzulegen. Mit Hilfe der angegebenen Begriffe berechnet er das Verhältnis zwischen der vertikalen und horizontalen Komponente der elektrischen Feldstärke und die Stromdichte in der Erde, außerdem die Eindringungstiefe in ihrer Abhängigkeit von der Frequenz der Wellen und von der Dielektrizitätskonstante und dem Leitvermögen des Bodens, wobei unter der Eindringungstiefe diejenige Tiefe verstanden ist, in der die Energie der elektromagnetischen Wellen auf 1% derjenigen an der Erdoberfläche gesunken ist. Die Beziehungen, zu denen er gelangt, sind zahlenmäßig ausgeführt für Seewasser, Süßwasser, feuchten und trockenen Boden, und für Wellenlängen zwischen ca. 6 m und 30 000 m. Zenneck.

F. H. Kroger. Über die Einrichtungen der Radio Corporation von Amerika für Schiffsverkehr in Cape Cod. (The Cape Cod Marine System of the Radio Corporation of America.) Proc. Inst. Radio Engineers **12**, 243—253, 1924.

Die Einrichtungen, die durch eine Reihe von Abbildungen illustriert sind, bieten kaum etwas besonders Bemerkenswertes. — Von allgemeinerem Interesse sind vielleicht die Versuche, die feststellen sollten, wie man für Empfang mit Kristalldetektoren bei gegebener Amplitude der Röhrensender die mittlere Länge der Zeichen im Verhältnis zur mittleren Länge der Pausen einzustellen hat, um deutlichsten Empfang zu erzielen. Es ergab sich, daß die Hörbarkeit — beurteilt nach der Parallel-Ohmmethode — am größten war, wenn die mittlere Dauer der Zeichen etwa die Hälfte derjenigen der Pausen betrug. In diesem Fall war aber der musikalische Charakter der Zeichen bei Überlagerungsempfang sehr dürftig. Wollte man einen guten Ton erzielen und damit die Vorteile des Überlagerungsempfangs beim Durchhören durch atmosphärische Störungen möglichst ausnützen, so mußte die mittlere Dauer der Zeichen etwa ebenso lang gemacht werden, wie die der Pausen.

Zenneck.

D. G. Little. Rundfunkstation der Westinghouse Electric and Manufacturing Company in Ost-Pittsburg. (KDKA The Radio Telephone Broadcasting Station of the Westinghouse Electric and Manufacturing Company at East Pittsburgh, Pennsylvania.) Proc. Inst. Radio Eng. **12**, 255—276, 1924.

Der Artikel enthält eine mit einer großen Anzahl von Abbildungen illustrierte Beschreibung einer großen amerikanischen Rundfunkstation für eine Wellenlänge von 326 m. Die Konstruktion und Anordnung der verschiedenen Apparate, die Schaltungen der Telephoniesender mit ihren Hilfskreisen enthält eine Menge interessanter Details, die sicherlich die Beachtung jedes Hochfrequenzingenieurs verdienen, um so mehr als gerade diese Station durch ihre große Reichweite — sie wird bei Nacht in England, Frankreich, Belgien regelmäßig gehört — aufgefallen ist. Ein kurzes und gleichzeitig verständliches Referat darüber scheint mir aber ausgeschlossen; ich kann nur das Studium der Originalarbeit angelegentlichst empfehlen.

Zenneck.

M. Latour. Das Verhältnis zwischen Lautstärke und atmosphärischen Störungen in der drahtlosen Telegraphie. (Signal-to-static interference ratio in radio telephony.) Proc. Inst. Radio Eng. **12**, 295—297, 1924.

Veranlaßt durch Untersuchungen amerikanischer Autoren über diesen Gegenstand (R. R. L. Hardtley, Proceedings of the Institute of Radio Engineers **11**, 34—56, 1923 und J. R. Carson, Proceedings of the Institute of Radio Engineers **11**, 271—274, 1923) berichtet der Verfasser über eine von ihm erfundene Anordnung für drahtlose Telephonie, die nach seiner Ansicht in dieser Beziehung besonders günstig ist.

Im Sender wird der durch Verstärker genügende verstärkte Mikrophonstrom unmittelbar zur Speisung der Anodenkreise von zwei Senderöhren benützt. Der Ausgangstransformator des Verstärkers hat in der Mitte seiner Sekundärspule eine Anzapfstelle. Zwischen ihr und den beiden Enden der Spule liegt je der Anodenkreis einer der beiden Senderöhren, so daß während einer halben Periode des Mikrophonstroms die eine, während der anderen Halbperiode der anderen Senderöhre in Tätigkeit ist. Dabei sind die Kreise der beiden Röhren so dimensioniert, daß die Hochfrequenzen, die sie der Antenne liefern, nicht genau gleich sind. Die Antenne strahlt also während der beiden Halbperioden des Mikrophonstroms Wellen von etwas verschiedener Hochfrequenz aus.

Der Empfänger ist im wesentlichen die Umkehrung des Senders. Zwei Rahmenantennen mit zwei Detektorröhren liegen parallel und zwar so, daß ihre Anodenkreise auf dasselbe Telephon wirken. Eine dieser beiden Antennen ist auf die eine Senderwelle, die andere auf die andere abgestimmt, so daß nach dem oben aufgeführten die eine während der einen, die andere während der anderen Halbperiode des Mikrophonstroms Strom in das Telephon gibt. Die beiden Systeme sind so geschaltet, daß diese beiden Ströme in entgegengesetzter Richtung durch das Telephon fließen und sich also im Telephon zu einem normalen Wechselstrom zusammensetzen. Induziert aber eine atmosphärische Störung auf die Empfangsrahmen, so wirken die dadurch in den beiden Systemen erzeugten Ströme gleichzeitig und gegeneinander auf das Telephon.

Ob mit diesem System praktische Resultate erzielt wurden, ist aus der Arbeit nicht zu ersehen.

Zenneck.

J. A. Slee. Über drahtlose Telegraphie auf Schiffen. (Wireless on board ship.) Electrician **93**, 90—92, 1924.

Bericht über den Stand der Entwicklung der drahtlosen Telegraphie in der englischen Handelsmarine.

1. Sender für große Passagierschiffe. Meist Röhrensender von 1,5 KW, die etwa 800 Watt in die Antenne geben bei der gewöhnlichen Wellenlänge von 2400 m und einem Antennenstrom von ca. 10 Ampère, der aber je nach den zur Verfügung stehenden Antennen um 30% größer oder kleiner als dieser Wert sein kann. Speisung des Anodenkreises mit einem durch Hoch-Vakuum-Gleichrichter gleichgerichteten Wechselstrom, Wechselstromheizung der Glühkathode, beides erschwert durch die Schwankungen der Schiffsgeneratoren.

Auf ganz großen Schiffen werden an den drahtlosen Verkehr so hohe Anforderungen gestellt, daß automatisches Schnellgeben notwendig ist. Um die dafür nötige Konstanz der Hochfrequenz zu erhalten, werden die großen Senderöhren, welche die Antennenenergie liefern, von einem kleineren Steuerkreis gesteuert, dessen Frequenz so konstant als möglich gehalten wird, so daß Schwankungen der Anodenspannung und des Heizstroms der großen Röhren nur Schwankungen der Amplitude, nicht der Frequenz des Antennenstroms hervorrufen.

2. Es besteht eine Tendenz, den Gebrauch von Löschfunksendern auszudehnen wegen der Leichtigkeit des Betriebs, des geringen Gewichts und der kleinen Dimensionen solcher Stationen, der Klarheit ihrer Zeichen und der Möglichkeit, in einer kleinen Antenne verhältnismäßig große Energie unterzubringen. Die meist gebrauchten Sender haben $1\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$ und $\frac{1}{4}$ KW und geben 800 bzw. 250 bzw. 120 Watt in die Antenne und einen Antennenstrom von 10 bzw. 6 bzw. 4 Ampère bei der gewöhnlichen Wellenlänge dieser Sender von 600 m.

3. Als Detektoren sind Röhren gegenwärtig nur etwa bei dem vierten Teil der englischen Handelsmarine in Gebrauch. Die Absicht besteht aber, die Kristalldetektoren allmählich durch Röhren zu ersetzen. Wo Röhren in Gebrauch sind, sind es vielfach Zweigitterröhren.

4. Die Anwendung von gerichteten Antennen für drahtlose Peilung nimmt stetig zu. Eine Statistik über die Resultate, die auf 100 Schiffen mit Bellini- und Tosiapparaten erzielt wurden, hat ergeben, daß weniger als 10% der Peilungen um 2°, weniger als 20% um 1° falsch waren. Infolge des vielfachen Gebrauchs von Peilempfängern an Bord von Schiffen ist das Bedürfnis nach drahtlosen Sendestationen an Land entstanden, die nur für Peilzwecke im Interesse der Navigation verwendet werden sollen.

5. Besondere Aufmerksamkeit haben in letzter Zeit die Stationen für Rettungsboote gefunden. Entwickelt wurden Stationen mit einer äußerst kleinen Petroleummaschine, die ausreichte, um den $^1/_4$ KW Sender zu betreiben. Solche Sender geben eine Verständigung auf 60—70 Seemeilen. Die gerichteten Empfänger sind derart, daß die Richtung ankommender Zeichen eindeutig bestimmt werden kann; ein Empfänger, der das Vorzeichen der Wellenrichtung unbestimmt ließe, würde ja in diesem Fall praktisch wertlos sein. — In der Arbeit befindet sich die Abbildung einer solchen drahtlosen Station für Rettungsboote.

6. Drahtlose Telephonie ist in ausgedehntem Gebrauch in der Nähe der Küste, z. B. zwischen Leuchtschiffen und Land. Für den Gebrauch auf fahrenden Schiffen stehen ihr aber große Schwierigkeiten im Wege, besonders wenn Gegensprechen, nicht nur Wechselsprechen verlangt wird.

7. Ausgedehnte Versuche mit gutem Erfolg hatten den Zweck automatisch registrierende Empfänger auszubilden für solche Schiffe, die nur einen Telegraphisten haben. Dieser Empfänger wird eingeschaltet in den Stunden, in denen der Telegraphist dienstfrei ist, um Hilferufe, die während dieser Zeit ankommen sollten, zu registrieren.

Zenneck.

Patentschau.

Von **Kurt Deumig.**

Schwingungserzeugung.

Erzeugung und Verstärkung elektrischer Schwingungen.

D.R.P. 393 231. Schaltungsanordnung zur Erzeugung oder Verstärkung elektrischer Wellen mit Entladungsgefäßen. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und Dr. Karl Rottgardt in Berlin. Patentiert vom 6. August 1921 ab. Ausgegeben am 3. April 1924.

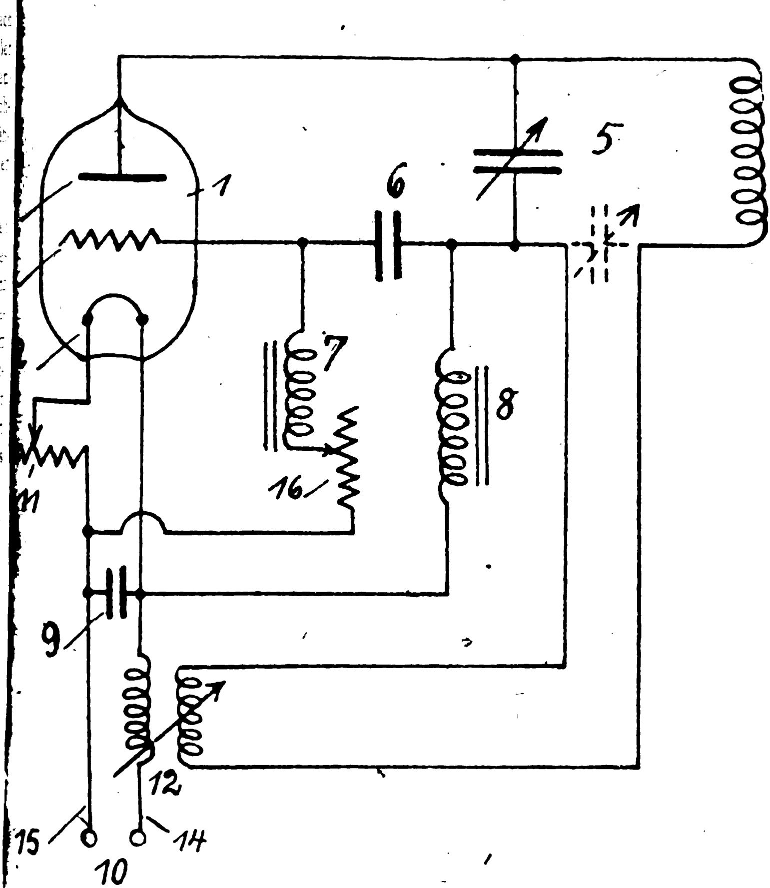


Fig. 1.

Ein Ausführungsbeispiel dieser Erfindung zeigt die Fig. 1. Hier ist ein Schwungradkreis 5 zwischen Gitter und Anode angeordnet, dem die Energie über zwei Drosselspulen zugeführt wird, die parallel zur Gitterkathodenstrecke einerseits und zu je einem Kondensator geschaltet sind. Da die Aufrechterhaltung der Schwingungen durch die Schwingungen des zugeführten Stromes im Kopplungsorgan 12, da es in der gemeinsamen Zuleitung liegt, erfolgt, so wird bei dieser Anordnung nicht ein Teil der Energie des Schwungradkreises 5 in den Gitterkreis zurückgeführt und hierdurch der Wirkungsgrad der Anordnung herabgesetzt, sondern es wird umgekehrt ein Teil der Speiseenergie in voller Größe ungeschwächt über die Drossel 8 usw. dem Schwungradkreis zugeführt und außerdem noch Energie zur Aufrechterhaltung der Schwingungen in dem Kopplungsorgan 12 abgespalten, welcher also außer der vollen, für den Schwungradkreis erforderlichen Energie auch noch von der Stromquelle 10 geliefert wird. Es findet also keine Rückkopplung statt, für welche die Rückführung eines Teiles der Anodenenergie an dem Gitterkreis technische Bedingung ist, sondern es wird eine vom Schwingungszustand abhängige zusätzliche Energie zur Steuerung benutzt und so der Wirkungsgrad erhöht, abgesehen von der grundsätzlichen, schaltungstechnischen Änderung gegenüber der üblichen Rückkopplung.

D.R.P. 401 722. Schaltungsanordnung zur Erzeugung und Verstärkung elektrischer Schwingungen mit Kathodenstrahlröhren. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 18. Mai 1919 ab. Ausgegeben am 9. September 1924.

In Fig. 2 ist ein Ausführungsbeispiel der Erfindung dargestellt, welche darin besteht, daß ein schwingungsfähiges Gebilde 5, 6 zwischen Hilfselektrode (Gitter) und Kathode gelegt ist, während ein hoher Widerstand oder eine Drossel 4 zwischen Gitter und Anode geschaltet ist. Die Schaltung kann sowohl zur Erzeugung von Schwingungen für Sendezwecke als auch für Überlagerungszwecke benutzt werden,

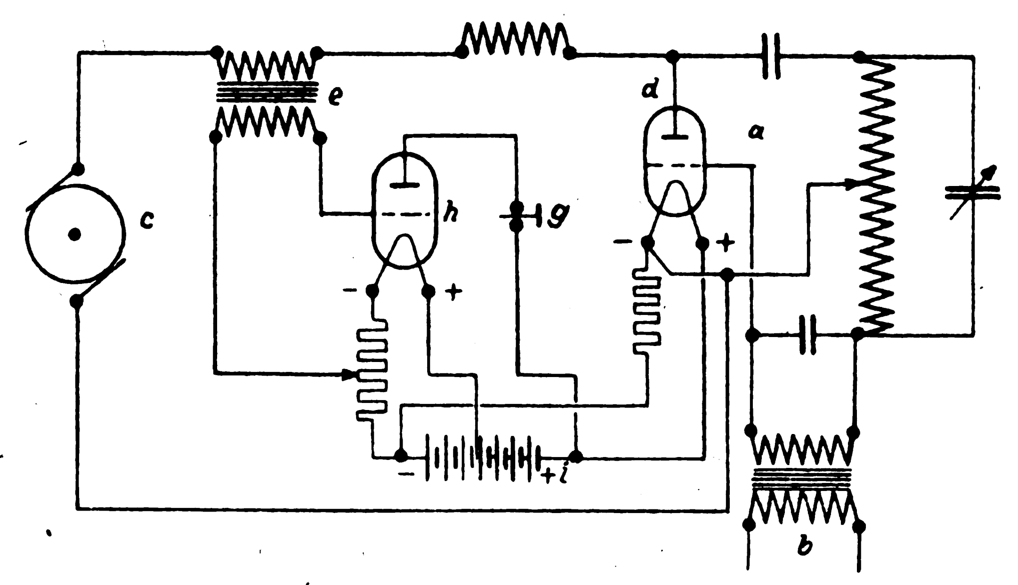


Fig. 3.

ferner aber auch zur bloßen Verstärkung, wenn durch geeignete Bemessung des Widerstandes im Anodenkreise, z. B. des besonders eingeschalteten hohen Widerstandes oder der Drossel zwischen Gitter und Anode oder durch andere Maßnahmen dafür gesorgt ist, daß Eigenschwingungen nicht auftreten. Für den Empfang kann aber außer dieser bloßen

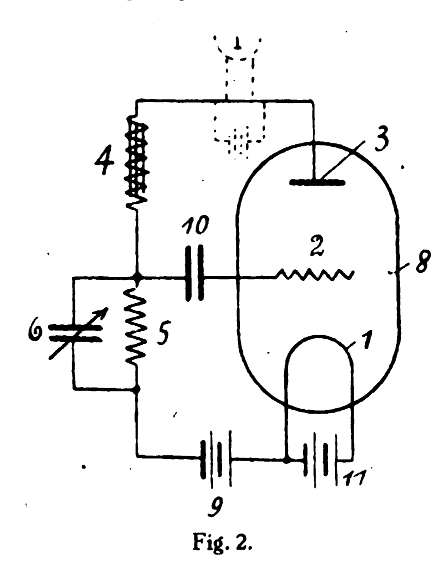


Fig. 2.

Verstärkung auch die gleichzeitige Erzeugung der Überlagerungswellen mit den gleichen Mitteln erwünscht sein. In diesem Fall wird das schwingungsfähige Gebilde im Gitterkreis etwas gegenüber der ankommenden Welle verstimmt werden, so daß die erzeugte Eigenschwingung etwas von der aufgenommenen Schwingung abweicht und eine Schwebung zustande kommt.

Störbefreiung.

D.R.P. 389170. Verfahren zur Verringerung der Störung durch die eigene Sprache bei Telephonie-Senden und -Empfangen auf einer Welle. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 3. Dezember 1922 ab. Ausgegeben am 2. Februar 1924.

Nach diesem Verfahren wird die Lautstärke der eigenen Sprache im Empfangstelephon wesentlich herabgesetzt, ohne dadurch den Empfang zu schwächen. Erfindungsgemäß wird dies dadurch erreicht, daß zwischen den im Anodengleichstromkreis liegenden Empfangssprechtransformator und das Empfangstelephon eine Strombegrenzungsvorrichtung geschaltet wird. Ein Ausführungsbeispiel zeigt Fig. 3, bei welchem als Strombegrenzungsvorrichtung eine Eingitterelektronenröhre *h* gewählt wurde, auf deren Gitter der Sprechtransformator wirkt und in dessen Anodenkreis das Empfangstelephon liegt. Die Heizung der Strombegrenzungs-Elektronenröhre kann leicht so eingestellt werden, daß die eigene Sprache genügend geschwächt wird. Wird gleichzeitig der Schwingungsmittelpunkt auf die steilste Stelle der Kennlinie der Röhre gelegt, so erzielt man für kleine Lautstärken obendrein Verstärkung.

D.R.P. 397081. Schaltungsanordnung zur Beseitigung elektrischer Unsymmetrien bei

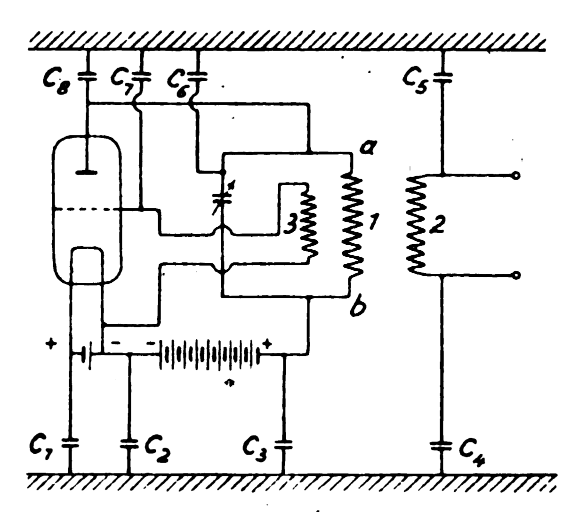


Fig. 4.

Röhrensendern. Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft in Berlin. Erfinder: Dr. Walther Wolff in Berlin-Karlshorst. Patentiert vom 31. Juli 1921 ab. Ausgegeben am 17. Juni 1924.

Diese Erfindung betrifft eine Schaltanordnung für Röhrensender, welche alle Unsymmetrien desselben dadurch beseitigt, daß die Gesamtheit der unsymmetrisch gelegenen Erdkapazitäten (C_1 bis C_3 in Fig. 4) durch zwei ungleiche fiktive Kapazitäten (C', C'' in Fig. 5) als ersetzt gedacht werden. Diese beiden Kapazitäten werden sodann auf

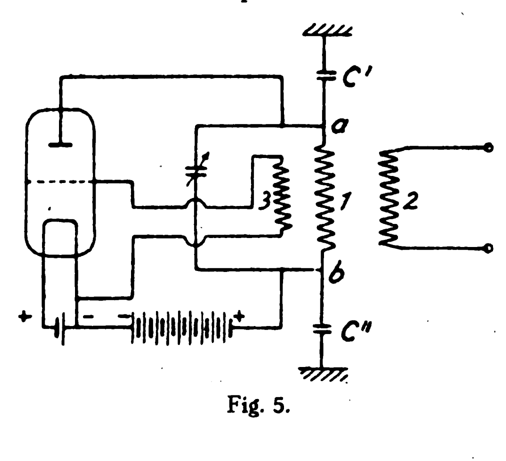


Fig. 5.

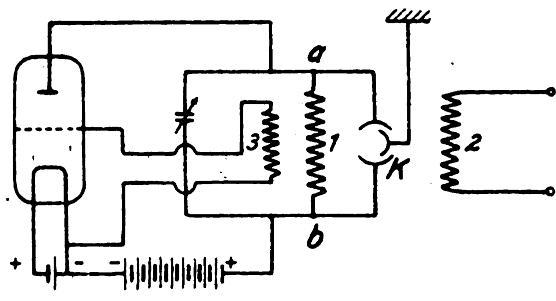


Fig. 6.

gleiches Potential gegen Erde dadurch gebracht, daß Punkte der Schaltanordnung lediglich über eine Kapazität (K in Fig. 6) an Erde gelegt werden, wobei überdies diese Punkte auf der Anodenseite des Kopplungsübertragers liegen, während die Ausgangsseite des Kopplungsübertragers völlig umgeerdet, also „schwebend" bleibt.

Senderschaltungen.

D.R.P. 389 171. Schaltungsanordnung zum Aussenden durch Sprach- oder Tonschwingungen beeinflußter elektrischer Wellen. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 7. März 1920 ab. Ausgegeben am 2. Februar 1924.

Bei dieser Schaltungsweise ist erfindungsgemäß parallel zu dem Kondensator k (Fig. 7) eine Beeinflussungsröhre b angeordnet. Parallel zu ihr und der Hochspannungsquelle ist ein weiterer Kondensator c in der Erdverbindung der Antenne bzw. des Antennenkreises der Senderröhre geschaltet, derart, daß auch die Beeinflussungskathodenröhre mit dem geerdeten Pol der Hochspannungsquelle über eine Drossel d verbunden ist. Hierdurch wird erreicht, daß die Kathoden sowohl der Hochfrequenzerzeugungs- als auch der Beeinflussungsröhren Erdspannung besitzen, und jede Gefahr für den Bedienungsmann beim Berühren des Meßinstrumentes im Kathodenkreis einer Röhre, des Mikrophons usw. ist beseitigt.

D.R.P. 393 131. Verfahren zum Tonsenden mit Vakuumröhren. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin und Dr.-Ing. Ludwig Kühn in Charlottenburg. Patentiert vom 7. September 1918 ab. Ausgegeben am 3. April 1924.

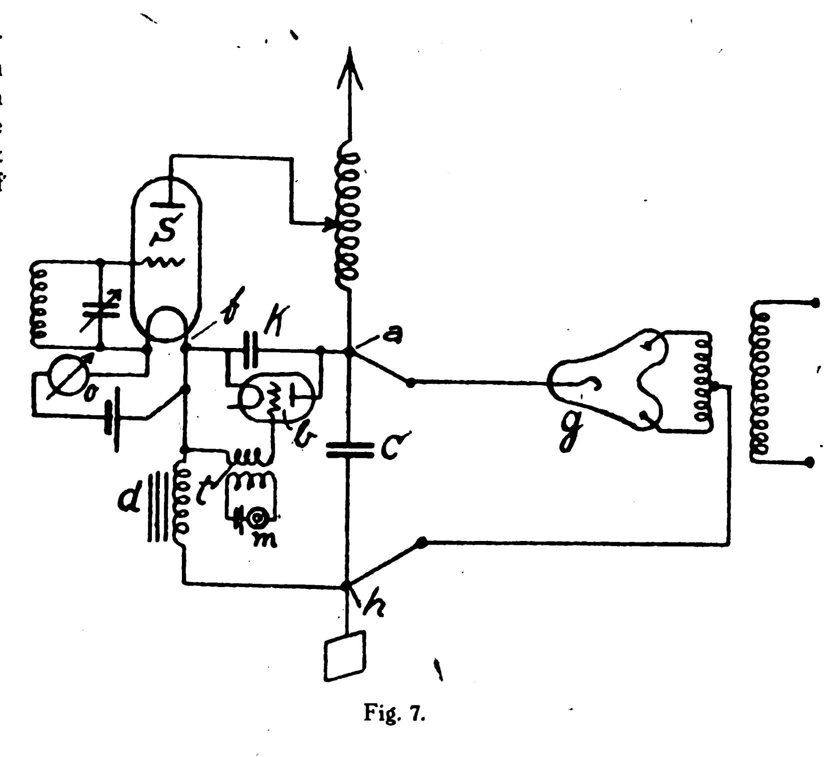


Fig. 7.

Der Grundgedanke dieser Erfindung besteht darin, nicht ohne weiteres Wechselstrom zu verwenden, sondern gleichgerichteten Wechselstrom. Dies geschieht in der Weise, daß die Blockierungskapazität C in Fig. 8 so weit verringert wird, daß ihre Wechselstrom aussiebende Eigenschaft voll-

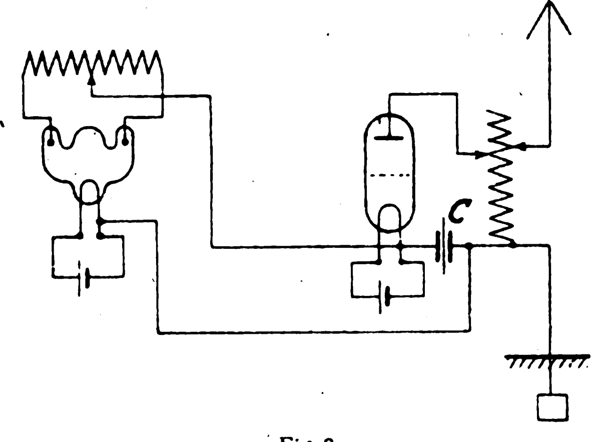


Fig. 8.

kommen zurücktritt und dem Schwingungserzeuger einen Strom zugeführt wird, der wirklich nach jeder Halbperiode praktisch zu Null wird. Die Form des entstehenden Stromes ist in Fig. 9 sinnbildlicht dargestellt, aus der ohne weiteres

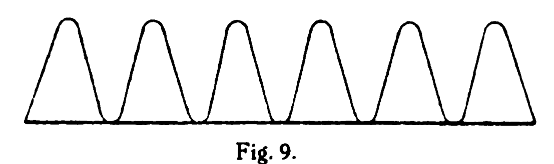


Fig. 9.

ersichtlich ist, daß der Empfangston zwangläufig die doppelte Frequenz haben muß als der die Sendestation speisende Generator und somit auch die doppelte Frequenz von jener, die empfangsseitig auftreten würde bei reinem Wechselstrombetrieb.

D.R.P. 397 869. **Hochfrequenzsystem zum Übermitteln von Nachrichten.** Bell Telephone Manufacturing Company, Société Anonyme in Antwerpen. Patentiert vom 20. Februar 1920 ab. Ausgegeben am 2. Juli 1924.

Diese Erfindung betrifft ein Verfahren zur Übertragung mehrerer unabhängiger Signale durch eine einzige ausgestrahlte Welle. Dies wird dadurch erreicht, daß beispielsweise eine Welle, deren Frequenz eine Million beträgt, vermittels einer anderen Welle beeinflußt wird, deren Frequenz

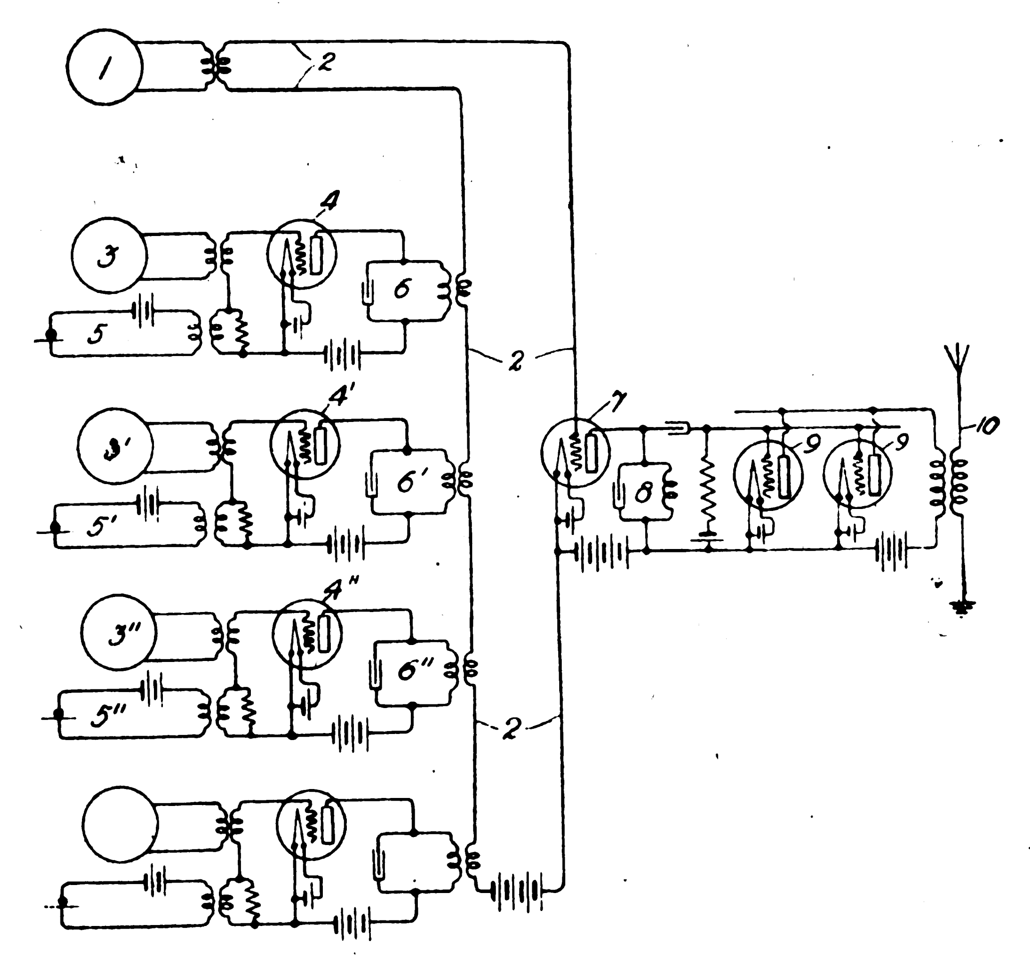


Fig. 10.

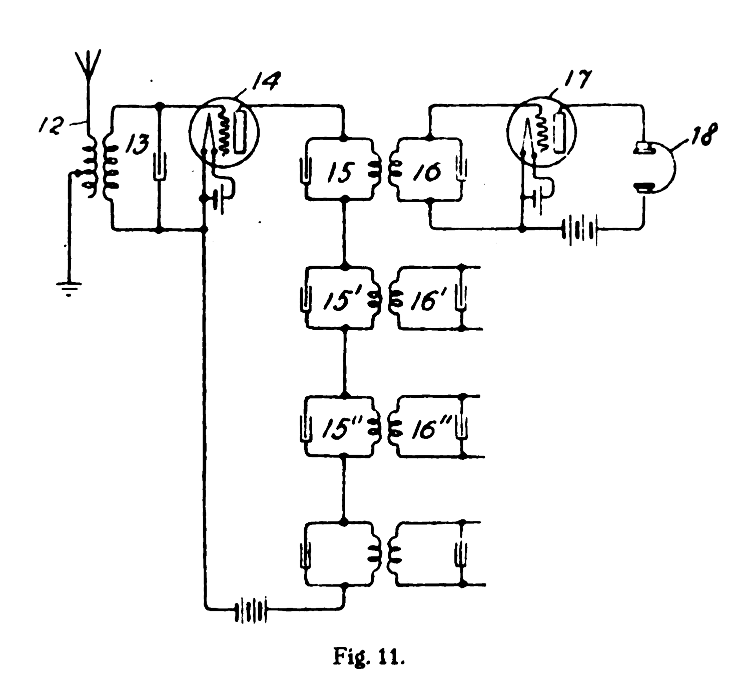


Fig. 11.

niedriger, jedoch oberhalb der Grenze der Hörbarkeit und konstant ist, beispielsweise 50 000 Perioden pro Sekunde beträgt, und daß diese zweite Welle ihrerseits im Rhythmus eines zu übermittelnden Zeichens beeinflußt wird. Gleichzeitig kann die ausgesandte Welle mit der Frequenz von einer Million durch mehrere andere derartige zweite Wellen beeinflußt werden, beispielsweise durch Wellen mit den Frequenzen 40 000, 30 000, 20 000, wobei jede dieser Wellen wieder in einem besonderen Zeichenrythmus beeinflußt wird. Fig. 10 zeigt eine Sendestation, Fig. 11 eine Empfangsstation. Der Generator 1 erzeugt beispielsweise eine Million Wechsel pro Sekunde. 3 ist ein Generator von Wellen niedriger Frequenz, beispielsweise 40 000 Perioden pro Sekunde, während 3', 3" usw. Generatoren mit noch geringeren Periodenzahlen sind. Auf den Eingangsstromkreisverstärker 7 werden zuerst Wellen von einer bei 1 erzeugten Frequenz aufgedrückt, und zweitens eine Serie von Wellen mit Frequenzen, die durch 3,3' usw. bestimmt werden, wobei die letzteren Wellen im Rhythmus der verschiedenen Signalfrequenzen beeinflußt werden. Infolgedessen erscheint in dem Ausgangsstromkreis des Verstärkers 7 und in dem auf die höchste Frequenz abgestimmten Stromkreis 8 eine Hoch-

frequenzwelle, welche im Rhythmus einer Serie von ihrerseits gesteuerten Hochfrequenzwellen beeinflußt ist. Der Stromkreis 15 der Empfangsanlage ist auf die Frequenz des Generators 3 (Fig. 10) abgestimmt, 15' auf 3' usw. Der in dem auf 15 abgestimmten Stromkreis 16 auftretende Strom weist daher fast ausschließlich die Frequenz des im Generator 3 erzeugten Hochfrequenzstromes auf.

Schaltungsanordnung zur Hochfrequenztelephonie auf drahtlosem Wege oder längs Leitungen mit Gegensprechen und Wahlanruf.

D.R.P. 401 055. Schaltungsanordnung zur Hochfrequenztelephonie auf drahtlosem Wege oder längs Leitungen mit Gegensprechen und Wahlanruf. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und Karl Schwarz in Berlin. Patentiert vom 19. Dezember 1920 ab. Ausgegeben am 30. August 1924.

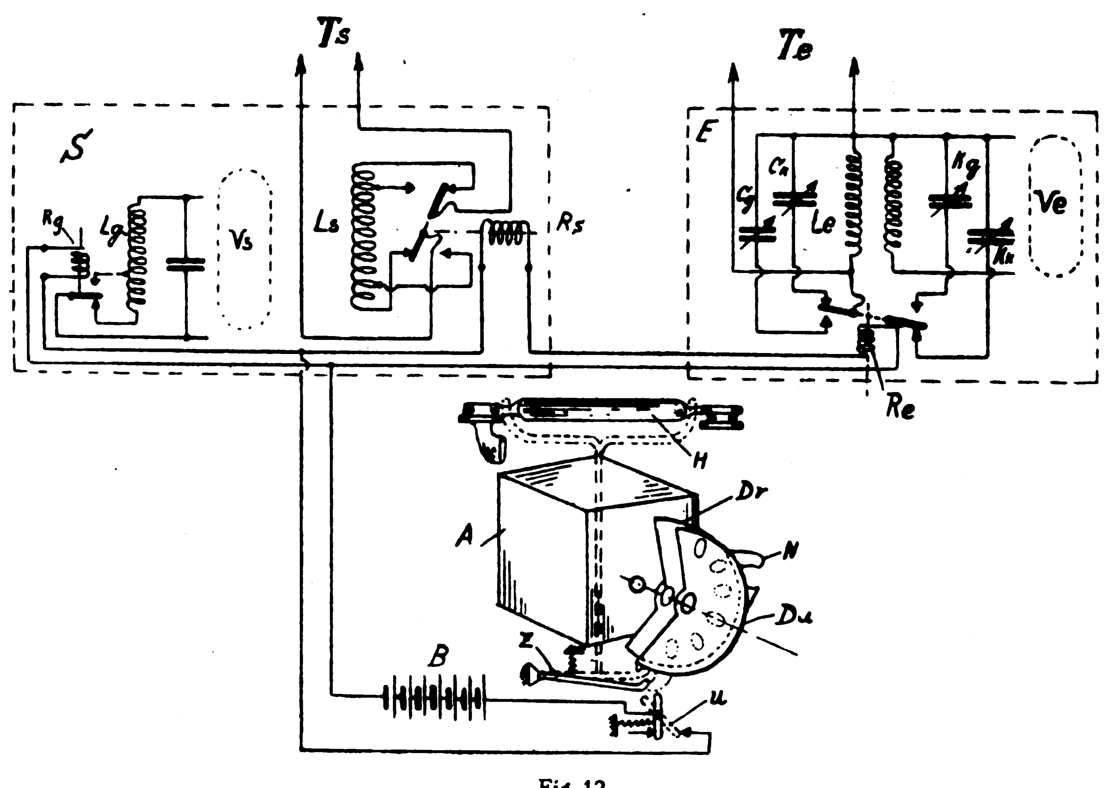


Fig. 12.

Die Erfindung bezieht sich insbesondere auf die Herbeiführung eines selbsttätigen Wellenwechsels und zwar in der Weise, daß die z. B. aus einer Nummernscheibe bestehende, zum selbsttätigen Abgeben verschiedener Rufzeichen dienende Rufvorrichtung so ausgebildet ist, daß durch ihre Handhabung beim Anruf die Umschaltung der Wellen mittels Relais veranlaßt wird. Die Rufscheibe der Anrufvorrichtung kann zu diesem Behufe vor Abgabe eines Anrufes bei Drehung einen Kontakt in einem die Relais für die Wellenumschaltung enthaltenden Kreise schließen. Der Stromkreis für die Umschaltrelais kann auch dadurch geschlossen werden, daß die Rufscheibe der Anrufvorrichtung durch eine Verriegelung, z. B. eine sie verdeckende Vorscheibe, gesperrt wird und die Lösung bzw. Drehung dieser Scheibe die Stromschließung bewirkt. Fig. 12 zeigt ein Ausführungsbeispiel nach der Erfindung.

Empfangsanordnungen.

D.R.P. 402 423. Einrichtung zum Empfang kontinuierlicher elektrischer Schwingungen. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 18. Mai 1918 ab. Ausgegeben am 16. September 1924.

Diese Erfindung ist eine weitere Ausbildung des Verfahrens nach Patent 357 040 und kennzeichnet sich dadurch, daß bei Benutzung einer mit Gitter versehenen Kathodenstrahlröhre als veränderliche Entladestrecke der Anodenkreis so mit einer Rückkopplung versehen und so eingestellt wird, daß die Röhre die zur rhythmischen Widerstandsbeeinflussung benutzten Wechselströme selbst erzeugt.

D.R.P. 403 000. Verfahren zum Betriebe von Kathodenröhren in der drahtlosen Nachrichtenübertragung. Karl Cornehl in Hannover. Patentiert vom 23. Februar 1923 ab. Ausgegeben am 19. September 1924.

Nach dieser Erfindung wird an Stelle der bisher üblichen Anodenbatterien aus galvanischen Elementen oder Akkumulatoren eine Batterie aus hintereinander geschalteten Thermoelementen gesetzt, welche die zum Betriebe der Röhre erforderliche Spannung liefert. Diese Thermoelemente können entweder von der zum Betriebe des Glühfadens dienenden oder einer sonstigen beliebigen Heizquelle in Betrieb gesetzt werden. Diese Heizquelle kann außerhalb der Röhre liegen, aber auch in ihr selbst. Im letzteren Falle kann z. B. die vom Glühfaden ausgestrahlte oder die von den Elektronen erzeugte oder auch die von beiden hervorgerufene Wärme verwandt werden. Dabei kann die durch das Elektronenbombardement erzeugte und durch ein Gitter regulierbare Erhitzung von ganz geringen, immer vor-

handenen Temperaturunterschieden der Lötstellen aus beginnend durch eine Art Selbsterregung bis zu der gewünschten Temperatur und damit Stromstärke und Spannung gesteigert werden.

Wahlweiser Anruf von Stationen für (Radio-) Telegraphie und Telephonie.

D.R.P. 400 317. Einrichtung zum wahlweisen Anruf von Stationen für (Radio-) Telegraphie und Telephonie. Helmut Kaulla in München. Patentiert vom 25. Januar 1923 ab. Ausgegeben am 20. August 1924. Zusatz zum Patent 393 695.

Wenn bei der in der Patentschrift 393 695 beschriebenen Einrichtung zum wahlweisen Anruf von Stationen für (Radio-) Telegraphie und Telephonie in einer Empfangsstation während des Anrufvorganges der Gleichschritt verloren gegangen ist, so kommt die Bürste B nach Aufhören der von der Sendestation ausgehenden Impulse nicht im Ausgangspunkt, sondern an einer andern Stelle der Scheibe zum Stillstand. Der für das richtige Arbeiten notwendige

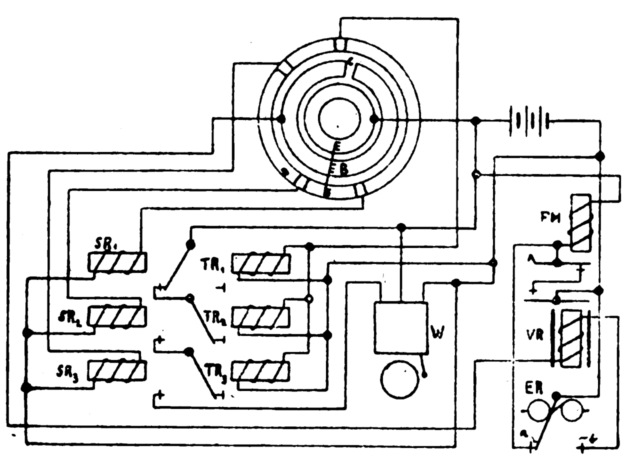


Fig. 13.

Gleichschritt wird nun gemäß der Erfindung dadurch erreicht, daß ein mit einem Ausschnitt bei c (in Fig. 13) versehener Schleifring so angebracht ist, daß die umlaufende Bürste B über den Schleifring den Stromkreis eines (Verzögerungs-) Relais, das beim Ansprechen den Fortschaltmagnet in Tätigkeit versetzt, dann schließt, wenn sie den Ausgangspunkt ihrer Bewegung verlassen hat. Das Relais VR erhält seinen Strom über den Ruhekontakt b des Empfangsrelais ER und ist als Verzögerungsrelais ausgebildet, so daß es nur dann anspricht, wenn mit Beendigung des Anrufvorgangs das Empfangsrelais stromlos wird.

D.R.P. 401 732. Einrichtung zum wahlweisen Anruf von Stationen für (Radio-) Telegraphie und Telephonie. Helmut Kaulla in München. Patentiert vom 15. März 1923 ab. Ausgegeben am 6. September 1924. Zusatz zum Patent 393 695.

Nach dem Hauptpatent 393 695 ist es möglich, sämtliche Stationen, z. B. bei einem Notanruf, zugleich anzurufen, indem man — durch Niederdrücken sämtlicher Tasten — alle n-Elemente der Reihe auszeichnet. Die vorliegende Erfindung zeigt nun einen anderen Weg, auf dem ein Notanruf erfolgen kann; wie in Fig. 14 veranschaulicht, wird ein Schaltrelais SR_1 (oder auch ein Schaltrelaissatz) an ein

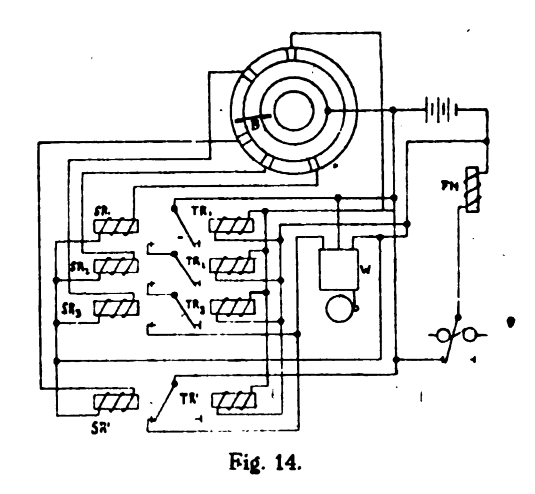


Fig. 14.

Kontaktstück angeschlossen, das in allen Empfangsstationen an der gleichen Stelle der Scheibe angebracht ist, wobei das Schaltrelais SR_1 durch einen, von der Sendestation gegebenen, ausgezeichneten Impuls erregt, den Weckerstromkreis schließt.

Verschiedenes.

Rahmenantenne: Hochfrequenzleiter.

D.R.P. 397 870. Rahmenantenne. Deutsche Telephonwerke und Kabelindustrie Akt.-Ges., in Berlin. Patentiert vom 29. März 1923 ab. Ausgegeben am 9. Juli 1924.

Die Konstruktion der Rahmenantenne gemäß der Erfindung ermöglicht eine rasche Aufstellung und bequeme Beförderung, ohne daß die Wicklung des Rahmens beim Zusammenlegen abgenommen zu werden braucht. Das Zusam-

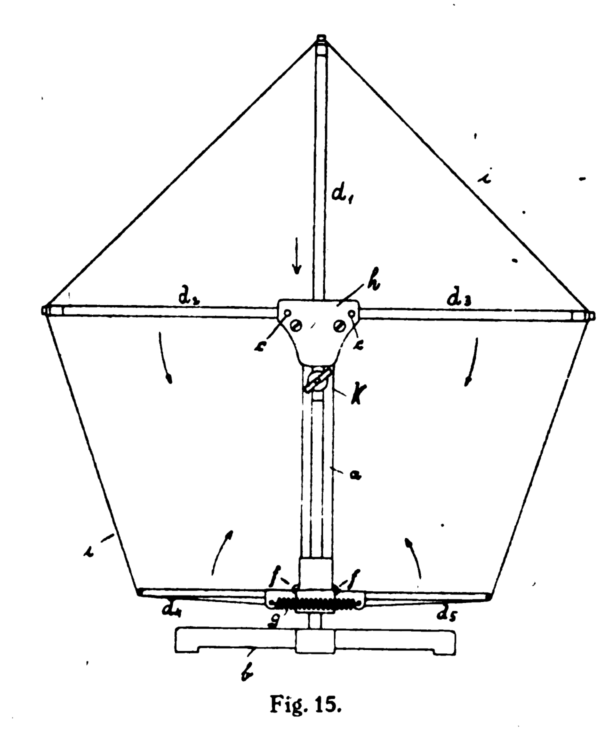


Fig. 15.

menlegen der Antenne geschieht dadurch, daß man den Wirbel k (s. Fig. 15 löst, den Arm d_1 in den Mast zurückstößt, wobei die Arme d_2, d_3 herabsinken, und die Arme d_4, d_5 nach oben schlägt. Der schlaffe Spulendraht wird dann

längs des Mastes zusammengelegt, der nunmehr in eine Transporthülse gesteckt werden kann. Zum Aufstellen der Antenne ist nichts weiter nötig, als den Arm d_1 aus dem Mast herauszuziehen, wobei die Arme d_2, d_3 sich mit erheben, den Wirbel k festzuziehen und die Arme d_4, d_5 nach unten zu drücken.

D.R.P. 393 696. Hochfrequenzleiter großer Festigkeit. C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin-Tempelhof und Otto Scheller in Berlin-Lichterfelde. Patentiert vom 13. Mai 1922 ab. Ausgegeben am 5. April 1924.

Bei großen Spannweiten von Antennendrähten ist es nötig, um die erforderliche Zugfestigkeit der Drähte oder Drahtseile zu erreichen, diese aus Eisen bzw. Stahl zur Aufnahme der Zugfestigkeit und aus einem guten Leiter (Kupfer oder Aluminium) zur Aufnahme des Stromes und Verringerung der Verluste zusammenzusetzen. Man hat deshalb vorgeschlagen, ein Stahldrahtseil, das außen mit Kupfer- oder Aluminiumdrähten versehen ist, zu benutzen. Jedoch ist für Hochfrequenz diese Anordnung nicht verlustfrei, wenn man nicht den äußeren Leiter um das Drahtseil klöppelt oder Lagen verschieden gerichteten Dralls aufbringt, was nicht in allen Fällen angängig ist. Man erhält jedoch erfindungsgemäß einen verlustfreien Gesamtleiter, wenn die äußeren Drähte durchweg parallel geführt werden. Diese müssen festgebunden werden. Wenn man bei der Herstellung des Seiles jedoch ein gewöhnliches, verdralltes Innenseil verwendet, kann man die Parallelführung der Außendrähte nicht aufrecht erhalten, da bei dem Auftreten von Zug sich das innere Seil mehr oder weniger dreht und dadurch auch ein Drall in die äußeren Drähte gebracht wird. Um das Drehen des Innenseiles zu verhindern, wird es entweder aus Paralleldrähten oder aus einzelnen parallelen Drahtseilen, welche abwechselnd Rechts- und Linksdrall besitzen, zusammengestellt, oder aus konzentrischen Lagen verschiedenen Drall aufgebaut, so daß sich bei dem Auftreten von Zug die drehenden Kräfte aufheben.

Wellenmesser.

D.R.P. 366 911. Wellenmesser mit Kathodenröhre. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 3. August 1921 ab. Ausgegeben am 29. Mai 1923.

Man kennt bereits Wellenmesser mit einer Kathodenröhre, welchen eine solche Rückkopplung gegeben ist, daß der Wellenmesser als Sender arbeitet und die Abstimmungen mittels des Telephons als maximale Empfangslautstärke wahrgenommen werden. Dieses Verfahren hat unter Umständen den Nachteil, daß der ungedämpft arbeitende Wellenmesser keinen Ton gibt, sondern erst durch einen zweiten Überlagerungssender oder durch irgendwelche Tonerzeugung im Empfänger hörbar gemacht werden muß. Die Erfindung besteht darin, in außerordentlich einfacher Weise einen normalen Schwingungskreis, welcher mit einer Audionröhre in Rückkopplung verbunden ist, zu einem tönenden Sender zu machen. Das Mittel hierzu ist ein elektromagnetischer Summer S (Fig. 16), welcher in die Verbindungsleitung zwischen der Anode und dem Schwingungskreis geschaltet wird. Die Anordnung wird dann noch besonders einfach, wenn die Elektromagnete des Summers mit entsprechend dünnem Draht bewickelt werden und dann der Unterbrecher so in die Anodenleitung geschaltet wird, daß er als Selbstunterbrecher durch den Anodenstrom arbeitet.

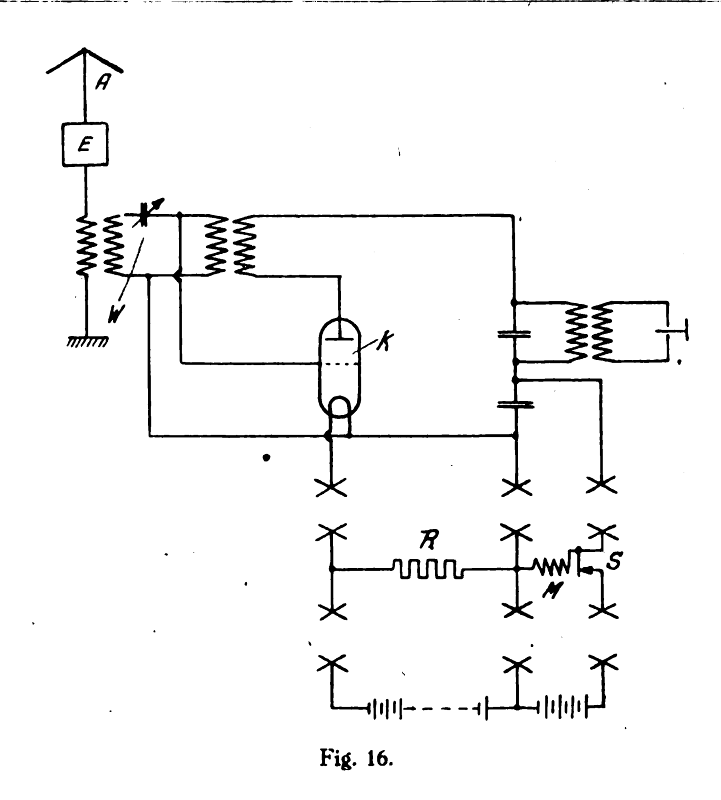


Fig. 16.

D.R.P. 368 028. Vorrichtung zur Bestimmung der Wellenlänge elektrischer Schwingungssysteme. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 7. September 1920 ab. Ausgegeben am 30. Januar 1923.

Der Erfindungsgedanke besteht darin, daß als leuchtender Spannungsanzeiger eine Leuchtröhre mit Gasfüllung verwendet wird, deren Gasstrecke mittels Glühkathode in an sich bekannter Weise ionisiert ist. Fig. 17 zeigt ein Ausführungsbeispiel der Erfindung. Eine der die Frequenz des Schwingungskreises bestimmenden Größen, z. B. die Kapazität C, wird periodisch und kontinuierlich durch Drehung mittels des Motors M vom kleinsten bis zum größten Wert geändert. Infolgedessen wird bei jeder Drehung die Resonanzlage passiert und die Leuchtröhre A ansprechen, die synchron mit der sich ändernden Größe, z. B. der Kapazität C, über einer in Wellenlängen geeichten Skala bewegt wird und auf dieser die Resonanzlage und damit die Frequenz durch einen leuchtenden Strich kennzeichnet.

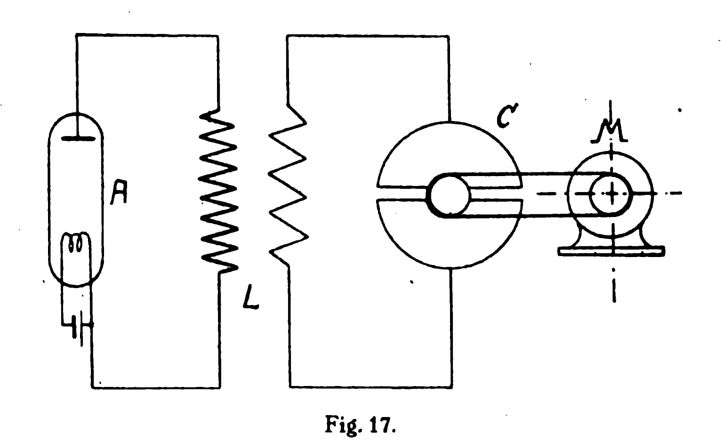


Fig. 17.

D.R.P. 393 148. Verfahren zum Nachweis sehr geringer Änderungen der Eigenwellenlänge von elektrischen Schwingungskreisen. Dr. Heinrich Löwy in Wien. Patentiert vom 28. November 1922 ab. Ausgegeben am 3. April 1924.

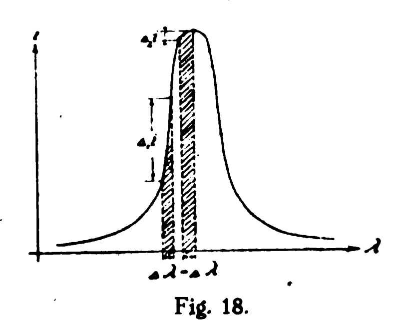


Fig. 18.

Die Resonanzmethode der Wellenlängenmessung läuft auf die Bestimmung des Maximums einer elektrischen Stromintensität hinaus. Im Wesen dieser Maximalmethode liegt es, daß sie gerade im kritischen Gebiete, d. h. im Kuppengebiete unmittelbar um den Resonanzpunkt herum weniger empfindlich ist als in den benachbarten Gebieten rechts und links davon. Wie man aus der Resonanzkurve Fig. 18 erkennt, entspricht diesen Gebieten der gleichen Wellenlängenänderung $\Delta \lambda$ eine wesentlich größere Änderung des Stromes Δi, als in dem Kuppengebiete. Wenn es sich also nicht um die Bestimmung einer Wellenlänge, sondern einer Wellenlängenänderung handelt, empfiehlt es sich, die Beobachtung aus dem Kuppengebiet nach links oder rechts (je nach der Beschaffenheit des Problems) zu verlegen. Das vorgeschlagene Verfahren besteht also in folgendem: Meßkreis und der zu untersuchende Schwingungskreis variabler Eigenwellenlänge werden für einen bestimmten Anfangswert der Wellenlänge abgestimmt bzw. etwas gegeneinander verstimmt, um die Messung gleich von Anfang an in den empfindlichen Bezirk zu verlegen. Beobachtet wird der Abfall der Stromintensität im Hochfrequenzanzeiger des Meßkreises während der Veränderung der Wellenlänge des untersuchten Schwingungskreises. Falls der empfindliche Bezirk einer Resonanzkurve für die gesamte Änderung der Wellenlänge nicht ausreicht, müssen zwei oder mehrere Resonanzkurven benutzt, d. h. zwei oder mehr Schwingungskreise von zunehmender Wellenlänge mit dem untersuchten Schwingungskreise gekoppelt werden (Fig. 19). Zu diesem Zwecke muß eine evtl. automatische Vorrichtung vorgesehen sein, durch welche der zur Regulierung des Meßkreises dienende Drehkondensator ruckweise verstellt werden kann. Durch solche ruckweise Verstellungen soll nämlich der Zeiger des im Meßkreis liegenden Amperemeter (Hochfrequenzanzeiger), wenn er den empfindlichen Bezirk der ersten Resonanzkurve von A_1 bis E_1 durchlaufen hat, instantan auf den Anfangspunkt A_2 der zweiten Resonanzkurve verlegt werden usw.

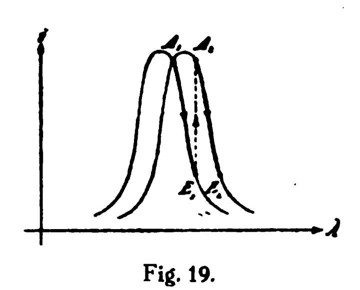


Fig. 19.

Originalartikel, Referate und wissenschaftliche Berichte werden gut honoriert. An Stelle des Honorars werden auch Sonderabdrucke geliefert, deren Höhe von Fall zu Fall bei Einlieferung des Manuskriptes mit der Redaktion zu vereinbaren ist.

Band 24 Heft 5

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an Dr. Eugen Nesper, Berlin-Friedenau, Trägerstr. 2[1], zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung das wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W. 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Theorie der Frequenzvervielfachung mittels Oberschwingungen und durch Stoßerregung.

Von Otto Emersleben.

Gliederung:

§ 1. Schwingungserzeugung durch ungeordnete Stöße.

Die Erzeugung elektromagnetischer Schwingungen beruht in zahlreichen Fällen auf der Anwendung von physikalischen Gebilden, die die Frequenz der zu erzeugenden Schwingung als Eigenfrequenz haben.

So sind harte Röntgenstrahlen als Schwingungen kernnaher, also fest gekoppelter, Elektronen in schweren Atomen aufzufassen. Die Elektronen, die in den äußeren Gegenden der Atome von einer energiereicheren in eine ärmere Bahn übertreten, erzeugen sichtbare Schwingungen. Die Schwingungen der Atome und Ionen im Molekular- und Kristallverband sind vielfach die Ursache infraroter Strahlen.

Von hier aus besteht ein allmählicher, durch zahlreiche frühere und neuere Arbeiten, beispielsweise von Rubens und Frau Glagolewa-Arkadiewa[1]), auch experimentell sichergestellter Übergang zu den langsameren Schwingungen, bei denen nicht mehr in der Umgebung einer Ruhelage das Elektron seine Lage periodisch ändert, sondern in denen die Bindung so lose geworden ist, daß man das ganze Gebiet eines Leiters als Ort der freien Beweglichkeit der Elektronen ansprechen muß. Man gelangt somit also von den Eigenschwingungen sehr großer Frequenzen, die deutlich von der Festigkeit der Bindung des Oszillators an die Ruhelage abhängen, in das Gebiet der Frequenzen, in denen der Verlauf der Schwingungen in erster Linie von der geometrischen Gestalt der leitenden Gebilde abhängt und denen die Schwingungen der drahtlosen Telegraphie angehören.

[1]) A. Glagolewa-Arkadiewa, „Eine neue Strahlungsquelle der kurzen elektromagnetischen Wellen von ultrahertzscher Frequenz". Zeitschr. für Physik 24 (1924), S. 153 ff.; vgl. mein Referat in diesem Jahrb. 24 (1924), S. 19—20.

Was die Weise anbetrifft, in der unter Zuhilfenahme der soeben angedeuteten Eigenfrequenzen die Schwingungen erzeugt werden, so scheint die Stoßerregung für allerhöchste Frequenzen die bei weitem wichtigste zu sein. Denken wir beispielsweise an die Elektronenstöße, die die Röntgenstrahlen erzeugen und die Herr James Franck und seine Schüler benutzen, um Gase zum Leuchten anzuregen, an die Methode, α-Strahlen dadurch sichtbar zu machen und zu zählen, daß sie Zinksulfid zu Szintillationen, also zum Aussenden sichtbarer Schwingungen, veranlassen. Denken wir an die sichtbaren und die Wärmestrahlen, die beim Zusammenstoßen miteinander reagierender Moleküle von jeder Flamme emittiert werden, und denken wir schließlich an die Schwingungserregung in kurzen Metallspänen[1]) durch überspringende Funken, wie sie kürzlich bekannt geworden sind und die einen Übergang bilden zu den den meisten Lesern wohlbekannten Methoden der Stoßerregung, die eine frühere Entwicklungsstufe der Hochfrequenztechnik charakterisieren.[2])

Für die Zwecke der Erzeugung langandauernder ungedämpfter Schwingungen sind die genannten Methoden der Stoßerregung nicht mit Vorteil anwendbar, weil nämlich die durch die einzelnen Stöße erzeugten Schwingungen teils mit ungleicher Phase einsetzen, teils gedämpft sind. Phasenverschiedenheiten treten in all den Fällen auf, in denen die Auslösung des Stoßes dem Zufall überlassen ist, die Stöße also ungeordnet sind. In gewissem Sinne gehört hierher auch noch die Verwendung von Funkenstrecken, weil das Einsetzen des Funkens nicht immer scharf bestimmt ist. Bei dem bekannten Verfahren der technischen Stoßerregung einschließlich der Schwebungsstoßerregung stört das Auftreten der jedesmaligen, z. T. periodischen, Dämpfung.

§ 2. Ziel der Arbeit.

Wohl ist es möglich, durch Verwendung von Relais (Elektronenröhren) Schwingungen eines schwingenden Gebildes (z. B. eines Schwingungskreises) aufrechtzuerhalten. Bei großen Leistungen sucht man jedoch durch maschinenähnliche Einrichtungen ein sichereres Arbeiten zu erzwingen und ist dann, sofern die mechanischen Bewegungen der hierzu verwandten Hochfrequenzmaschine nicht schnell genug sind, auf Anwendung von Frequenzvervielfachungen angewiesen, deren Theorie in der vorliegenden Arbeit entwickelt werden soll.

Die bekannte Methode der Frequenzvervielfachung besteht darin, daß einem Schwingungskreis Schwingungen einer Grundfrequenz aufgezwungen werden, die nicht rein sinusförmig sind, und daß durch die Abstimmung die gewünschte Frequenz besonders ausgeprägt wird. Es soll im folgenden (Abschnitt A) gezeigt werden, wie in dem allgemeinen Falle, daß die Grundschwingung beliebig verzerrt ist, diese Abstimmung wirkt.

Demgegenüber wird ein anderes Verfahren der Frequenzvervielfachung beschrieben (Abschnitt B) und hiermit verglichen (Abschnitt C), das zwar auf einer Stoßerregung beruht, aber bei der C. Lorenz Aktiengesellschaft so ausgebildet worden ist, daß es die üblichen Nachteile der bisherigen Stoßerregungen nicht aufweist. Das Verdienst, die ersten grundlegenden Versuche ausgeführt und das Verfahren durch die Weiterentwicklung zu einem hohen Grade der Leistungsfähigkeit gebracht zu haben, gebührt in erster Linie Herrn Karl Schmidt, dem Leiter der Abteilung Maschinenbau der genannten Gesellschaft. Die Stöße wiederholen sich in diesem Falle vollkommen regelmäßig, weil Zufallserscheinungen ausgeschlossen sind. Die Schwingung ist zwar nach jedem Stoß gedämpft, aber nur so schwach, daß sie eine ungedämpfte Schwingung praktisch vollkommen ersetzen kann. Ich werde die Theorie der hier vorliegenden Erscheinungen im folgenden entwickeln (§ 8) und, da nicht nur die Theorie selbst, sondern auch die durch sie erklärten Erscheinungen bisher noch fast unbekannt sind, durch Oszillogramme die Übereinstimmung der Theorie mit den Erfahrungen zeigen (§ 10).

A. Frequenzvervielfachungen mittels Oberschwingungen.

§ 3. Heraussieben der Oberschwingungen bei gegebenem Spannungsverlauf.

Durch einen Schwingungserzeuger, beispielsweise eine Hochfrequenzmaschine M (Fig. 1), mögen Schwingungen der Frequenz ω erzeugt werden. Diese mögen nicht rein sinusförmig sein, sondern die 2., 3., 4. und weitere Harmonische als Oberschwingungen enthalten. Dies ist mehr oder weniger stets der Fall, doch kann durch Ausnutzung der Veränderlichkeit der Permeabilität eines Transformatorkernes die Abweichung von der Sinusgestalt gefördert werden.

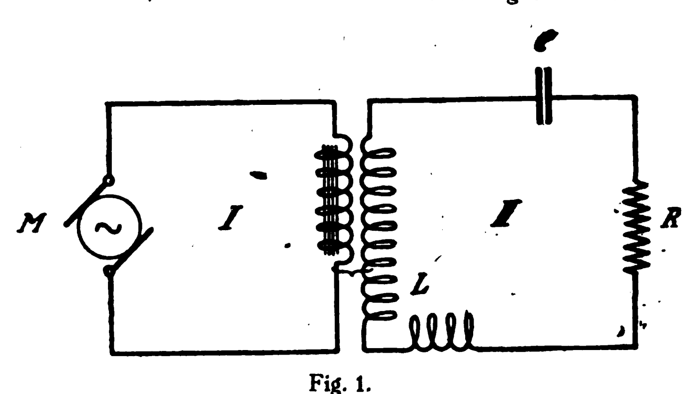


Fig. 1.

v_0 sei die Gleichspannungskomponente, v_1 die Komponente der Spannung der Grundschwingung, v_n die Spannungskomponente der n-ten Harmonischen, φ_n die Phase dieser Harmonischen. Es ist also die Spannung des Maschinenkreises, wie sie sich dem gekoppelten Kreis aufdrückt:

$$v(t) = \sum_{n=0}^{\infty} \mathfrak{v}_n = \sum_{n=0}^{\infty} v_n \cos(n\,\omega t + \varphi_n), \qquad (1)$$

$$\text{wobei} \quad \varphi_1 = 0, \quad 0 \leq \varphi_n \leq \pi.$$

Daß eine solche Zerlegung jeder periodisch sich ändernden, sonst willkürlichen, Spannung $v(t)$ in Oberschwingungen möglich ist, falls die Funktion $v(t)$ zweimal differenzierbar und die zweite Ableitung v'' von beschränkter Schwankung ist, daß die Summe dieser Oberschwingungen diese Spannung vollständig darstellt und die Ableitung $v'(t)$ sich durch gliedweise Differentiation der Reihe ergibt, folgt aus einem bekannten Satz von Fourier[3]) und Dirichlet. Der Maschinenkreis I sei in irgendeiner Weise mit einem Kreis II (Vervielfachungskreis) gekoppelt, der eine Kapazität C, Selbstinduktion L und einen Ohmschen Widerstand R haben möge. Es liegt somit eigentlich ein System von zwei gekoppelten Schwingungskreisen vor, von denen sich zwar der Einfluß des Kreises II auf die quasi-

[2]) Vgl. E. Nesper, Handb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph., I (Berlin 1921), S. 166 ff.

[3]) E. Hilb und M. Riesz, „Neuere Untersuchungen über trigonometrische Reihen". Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften, Bd. II, 3, Heft 8 (1924), S. 1195.



stationären Schwingungen durch das Wertetripel (C, L, R) allein darstellen läßt, bei dem jedoch die Vorgänge im Kreise I vorläufig noch theoretisch sehr schwer zu übersehen sind, insbesondere durch den Einfluß der Eisenteile (beispielsweise des Transformators), sodann aber auch durch die mechanische Trägheit der rotierenden Maschinenteile. Wenn ich beispielsweise annehme, daß diese Trägheit so groß sei, daß die Rotationsgeschwindigkeit ständig dieselbe bleibt, so entnehme ich daraus, daß keinerlei etwaige Rückwirkung von II nach I imstande ist, den Gang der Maschine zu beeinflussen, so daß in diesem Falle die Untersuchung der Vorgänge auf Berechnung der dem Kreise II aufgezwungenen Schwingungen zurückgeführt ist, sobald der durch alle Teile des Kreises I, insbesondere auch durch das Eisen, bedingte periodische Spannungsverlauf $v(t)$ gegeben ist. Was die praktische Ausführbarkeit dieser Bedingungen betrifft, so mag bemerkt werden, daß in allen Fällen, in denen einigermaßen schwere Eisenteile rotieren, der Gang der Maschine hauptsächlich durch langsame Pendelungen gefährdet ist (die die Rolle von Schwebungen bei der mechanischen Bewegung spielen). Diesen läßt sich aber in einwandfreier Weise durch empfindliche Drehzahlregler entgegenarbeiten [4]).

Die dem Kreise II aufgezwungene Spannung erzeugt dort einen Strom i, der bekanntlich [5]) der unhomogenen linearen Differentialgleichung zweiter Ordnung

$$L \cdot \frac{d^2 i}{d t^2} + R \frac{di}{dt} + \frac{i}{C} = \frac{d}{dt} v(t) \tag{2}$$

genügt.

Die rechtsstehende Ableitung von v ist nach unseren Voraussetzungen über Differenzierbarkeit dieser Funktion selbst wenigstens noch einmal differenzierbar.

Jedes Integral dieser Differentialgleichung setzt sich aus einem willkürlich zu nehmenden Integral der Differentialgleichung (2) und einem Integral der entsprechenden homogenen Differentialgleichung zusammen. Alle Integrale der homogenen Differentialgleichung (die als freie Schwingungen in dem nächsten Abschnitt (*B*) dieser Arbeit untersucht werden), klingen jedoch, weil $R > 0$, im Laufe der Zeit ab und sind für die Gesamtwirksamkeit daher bedeutungslos. Der von uns gewünschte Stromverlauf $i(t)$ ist daher durch die einzige Lösung von (2) gegeben, die keine abklingende Komponente besitzt und, wie ich gleich beweisen will, ebenfalls eine periodische Funktion der Frequenz ω ist. Es sei $\mathfrak{i}_n$ die Komponente von i, die durch die n-te Harmonische erzeugt wird, so daß

$$L \cdot \frac{d^2 \mathfrak{i}_n}{d t^2} + R \frac{d \mathfrak{i}_n}{d t} + \frac{\mathfrak{i}_n}{C} = \frac{d \mathfrak{v}_n}{d t} = \frac{d}{dt} v_n \cos (n \omega t + \varphi_n)$$

$$= - n \omega v_n \cos \left(n \omega t + \varphi_n - \frac{\pi}{2} \right). \tag{3}$$

Hieraus ergibt sich [6]), daß die Stromkomponente den Verlauf hat:

$$\mathfrak{i}_n = - \frac{n \omega v_n C}{\sqrt{(1 - n^2 \omega^2 L C)^2 + n^2 \omega^2 R^2 C^2}} \cdot$$

$$\cdot \sin \left(n \omega t + \varphi_n - \operatorname{atg} \frac{n \omega R C}{1 - n^2 \omega^2 L C} \right). \tag{4}$$

Die Wurzel ist dabei stets positiv zu nehmen.

Durch Superposition ergibt sich, wenn

$$\nu = \frac{1}{\sqrt{L C}} \tag{5}$$

gesetzt wird, d. h. wenn ν die Eigenfrequenz eines widerstandsfreien Kreises (C, L, O) ist:

$$i\,[C, L, R]\,(t) = \sum_{n=1}^{\infty} \mathfrak{i}_n$$

$$= - \omega C \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n v_n \sin \left(n \omega t + \varphi_n - \operatorname{atg} \dfrac{n \omega R C}{1 - \left(\frac{n \omega}{\nu} \right)^2} \right)}{\sqrt{\left(1 - \left(\frac{n \omega}{\nu} \right)^2 \right)^2 + (n \omega R C)^2}}$$

$$= - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{v_n \sin \left(n \omega t + \varphi_n - \operatorname{atg} \dfrac{n \omega R C}{1 - \left(\frac{n \omega}{\nu} \right)^2} \right)}{\sqrt{R^2 + \frac{1}{C^2} \left(\frac{1}{n \omega} - \frac{n \omega}{\nu^2} \right)^2}} \tag{6}$$

Über die Zulässigkeit dieser Superposition ist zu bemerken: aus unseren Voraussetzungen folgt, daß die Fourierreihe für $v'(t)$ gleichmäßig absolut konvergiert, also konvergiert die Reihe (6) erst recht, läßt sich sogar zweimal differenzieren, und die dabei entstehende Reihe für i'' konvergiert auch noch absolut, da sich ihre Koeffizienten für $n \to \infty$ wie die von v' verhalten. Hieraus folgt, daß $i\,[C, L, R]\,(t)$ ein Integral der Differentialgleichung (2) ist.

Diese Reihe stellt somit den vollständigen Verlauf des Stromes i dar und zeigt, daß auch i eine periodische Funktion ist, wie oben behauptet, mit der Grundfrequenz ω und mit Oberschwingungen, deren Amplitudenverhältnisse jedoch nicht dieselben sind wie in der erzwingenden Schwingung, da die Amplitude des Stromes sich aus der Spannungsamplitude durch Division durch den von der Frequenz abhängigen Scheinwiderstand ergibt.

Man erkennt: wenn der Kreis II auf die Grundschwingung oder eine ihrer Oberschwingungen „abgestimmt" ist, d. h. wenn für ein ganzzahliges m

$$\nu = m \omega \quad \text{ist,} \tag{7}$$

ist der scheinbare Widerstand für die m-te Oberschwingung gleich dem Ohmschen Widerstand, die m-te Stromkomponente also:

$$\mathfrak{i}_m = - \frac{v_m}{R} \sin \left(m \omega t + \varphi_m - \frac{\pi}{2} \right)$$

$$= \frac{v_m}{R} \cos (m \omega t + \varphi_m) \tag{8}$$

$$= \frac{\mathfrak{v}_m}{R}.$$

Für alle anderen Oberschwingungen ist die Stromamplitude relativ verkleinert und eine Phasenverschiebung des Stroms gegenüber der Spannung vorhanden. Für den Fall, daß die erzwingende Schwingung aus einer einzigen Frequenz besteht, ist diese Erscheinung allgemein bekannt [7]), verdient jedoch auch für den Fall, daß Schwingungen verschiedener Frequenz gleichzeitig vorhanden sind, deutlich hervorgehoben zu werden.

Im Fall, daß Gleichung (7) für ein $v_m \neq 0$ erfüllt ist, ist es sinnlos, vom Verschwinden des Widerstandes zu sprechen, weil mit $R \to 0$ die Amplitude des Stromanteils der Eigenschwingung über alle Grenzen wächst. Wenn jedoch (7) für kein ganzzahliges m erfüllt ist, hat es sehr wohl einen Sinn, den Fall $R = 0$ zu untersuchen, weil mit verschwinden-

---

[4]) K. Schmidt, „Die maschinelle Erzeugung kleiner Wellen". E. T. Z. 1924, Sonderheft, S. 22 ff.

[5]) W. Hort, Technische Schwingungslehre, 2. Aufl. (Berlin 1922), S. 64.

[6]) Hort, a. a. O. S. 65.

[7]) Hort, a. a. O. S. 59.

dem Widerstand der Schwingungszustand einem wohl bestimmten und übersichtlichen Wert zustrebt; im Falle der Abstimmung auf eine merklich vorhandene Oberschwingung ([7] erfüllt mit $v_m \neq 0$) muß man für i_m den Wert aus (8) einsetzen, für die meisten anderen n genügt der Wert aus (6) mit dem Wertetripel $\left(C, \frac{1}{\nu^2 C}, 0\right)$; insbesondere reicht dies Wertetripel in der Grenze für sehr große n hin, sobald nämlich

$$R\,C << \frac{n\,\omega}{\nu^2} - \frac{1}{n\,\omega}, \tag{9a}$$

bisweilen auch für die niedrigen Harmonischen, sobald wenigstens

$$R\,C << \frac{1}{\omega} - \frac{\omega}{\nu^2}. \tag{9b}$$

Es ist daher bis zum Schluß des Paragraphen:

$$\boxed{R = 0.}$$

Die Funktion atg hat dann das Argument Null, ist aber nach der Festsetzung aus (1) für diesen Wert zweideutig.

Für $R > 0$, $n < \frac{\nu}{\omega}$ ist das Argument positiv, atg also im ersten Quadranten. Mit $R \to 0$ wird dann also atg $\to 0$.

Für $R > 0$, $n > \frac{\nu}{\omega}$ ist das Argument negativ, atg also im zweiten Quadranten. Mit $R \to 0$ wird dann also atg $\to \pi$.

Daher ist

$$i\left[C, \frac{1}{\nu^2 C}, 0\right](t) = - \sum_{1 \leq n < \frac{\nu}{\omega}} \frac{C\,v_n}{\left|\frac{1}{n\,\omega} - \frac{n\,\omega}{\nu^2}\right|} \cdot \sin(n\,\omega\,t + \varphi_n)$$

$$- \sum_{n > \frac{\nu}{\omega}} \frac{C\,v_n}{\left|\frac{1}{n\,\omega} - \frac{n\,\omega}{\nu^2}\right|} \cdot \sin(n\,\omega\,t + \varphi_n - \pi)$$

$$= - C \sum_{n < \frac{\nu}{\omega}} \frac{v_n}{\frac{1}{n\,\omega} - \frac{n\,\omega}{\nu^2}} \sin(n\,\omega\,t + \varphi_n) \tag{10a}$$

$$+ C \sum'_{n > \frac{\nu}{\omega}} \frac{v_n}{\frac{n\,\omega}{\nu^2} - \frac{1}{n\,\omega}} \sin(n\,\omega\,t + \varphi_n).$$

Dabei ist die Schreibweise so, daß alle Nenner positiv sind. Dies ist nicht mehr erfüllt bei der einfacheren Schreibweise:

$$i\left[C, \frac{1}{\nu^2 C}, 0\right](t)$$

$$= C \sum_{n=1}^{\infty}{}' \frac{v_n}{\frac{n\,\omega}{\nu^2} - \frac{1}{n\,\omega}} \sin(n\,\omega\,t + \varphi_n), \tag{10b}$$

wobei der Haken am Summenzeichen andeutet: wenn $\frac{\nu}{\omega}$ nahezu gleich einer ganzen Zahl m ist, ist das m-te Glied nach (8) richtig zu stellen.

Aus den Formeln (6) bzw. (10b) ergibt sich die Lösung der gestellten Aufgabe, den Strom zu bestimmen, der beim Heraussieben der Oberschwingungen bei gegebenem Spannungsverlauf im Kreis II erhalten wird.

§ 4. Rückschluß von dem Stromverlauf auf den Spannungsverlauf.

Die soeben behandelte Aufgabe läßt sich unter Verwendung derselben Methoden umkehren. Man kann nämlich bei gegebenem Stromverlauf $i(t)$ rückwärts auf den Spannungsverlauf $v(t)$ schließen, aus dem durch Aussieben der höheren Harmonischen mittels eines Kreises (C, L, R) sich der Stromverlauf $i(t)$ ergibt.

Ich setze dabei voraus, daß $i(t)$ im ganzen Periodenintervall dreimal differenzierbar und die dritte Ableitung i''' von beschränkter Schwankung ist. Seine Fourier-darstellung lautet

$$i(t) = - \sum_{n=1}^{\infty} i_n \sin(n\,\omega\,t + \psi_n). \tag{11}$$

Aus (6) ergibt sich für die Fourierkoeffizienten v_n der gesuchten Spannungsfunktion:

$$v_n = i_n \sqrt{R^2 + \frac{1}{C^2}\left(\frac{1}{n\,\omega} - \frac{n\,\omega}{\nu^2}\right)^2} \tag{12a}$$

und für die Phasenverschiebungen der Funktion v:

$$\varphi_n = \psi_n + \operatorname{atg} \frac{n\,\omega\,R\,C}{1 - \left(\frac{n\,\omega}{\nu}\right)^2}. \tag{12b}$$

Aus der dreimaligen Differenzierbarkeit von i folgt, daß $i''(t)$ noch in eine Fourierreihe entwickelbar ist, die die Fourierkoeffizienten $n^2 i_n$ hat, so daß $v(t)$, dessen Fourierkoeffizienten sich nach (12a) asymptotisch wie $n \cdot i_n$ verhalten, durch eine konvergente, übrigens gliedweise differenzierbare, Fourierreihe darstellbar ist. Aus der gleichmäßigen Konvergenz folgt die Zulässigkeit der Rückschlüsse auf (12).

§ 5. Unmöglichkeit des Heraussiebens bei Unstetigkeiten.

Die Überlegungen der vorangehenden beiden Paragraphen beruhten auf gewissen Voraussetzungen über die Differenzierbarkeit der auftretenden Spannungen bzw. Ströme als Funktionen der Zeit. Es soll im folgenden untersucht werden, ob die Ergebnisse des § 3 erhalten bleiben, wenn die gemachten Voraussetzungen nicht erfüllt sind. Es sei der Spannungsverlauf $v(t)$ eine periodische, eindeutige Funktion von t, die ich sogar noch als stetig voraussetzen will. Ich stelle dann die Frage:

> „Läßt sich in allen hierher gehörigen Fällen eine Zerlegung des Spannungsverlaufs in Oberschwingungen durchführen und lassen sich diese Oberschwingungen in der vorhin angegebenen Weise aussieben?"

Antwort:

> „Nein, nicht einmal, wenn der Spannungsverlauf im ganzen Periodenintervall sogar noch obendrein von beschränkter Schwankung und außer in zwei Punkten überall stetig differenzierbar ist."

Zum Beweise werde ich einen Spannungsverlauf als Beispiel angeben, der aus einer zweimal geknickten Geraden besteht und für den ein Heraussieben von Oberschwingungen nicht möglich ist, weil die Reihe, bei der dies erfolgen müßte, nicht gleichmäßig konvergiert. In diesem Beispiele sei

$$\omega = 1,\ v(0) = \frac{\pi}{2},\ v(\pi) = -\frac{\pi}{2}, \tag{13a}$$

dazwischen verlaufe die Funktion gradlinig;

$$v(2\pi) = \frac{\pi}{2}. \tag{13b}$$

In der zweiten Periodenhälfte verlaufe die Funktion auch wieder gradlinig (vergl. Fig. 2). Dann ist die Ableitung, die die rechte Seite der Differentialgleichung (2) bildet, $v'(t) = -1$ in der ersten Halbperiode $0 < t < \pi$, $v'(t) = 1$

in der zweiten Halbperiode $\pi < t < 2\pi$ (vergl. Fig. 3). Diese Funktion läßt sich zwar in eine Fouriersche Reihe entwickeln

$$v'(t) = -\frac{4}{\pi}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\sin(2n+1)t}{2n+1}, \qquad (14)$$

die auch periodisch ist und in den unter (13 a) und (13 b) angegebenen Intervallen gegen -1 bzw. $+1$ konvergiert. An den Unstetigkeitsstellen $t = 0, \pi, 2\pi$ konvergiert die Reihe auch und hat den Wert 0, da jedes einzelne Glied verschwindet, doch ist diese Konvergenz nicht gleichmäßig, vielmehr konvergieren die Partialsummen gegen Geradenstücke,

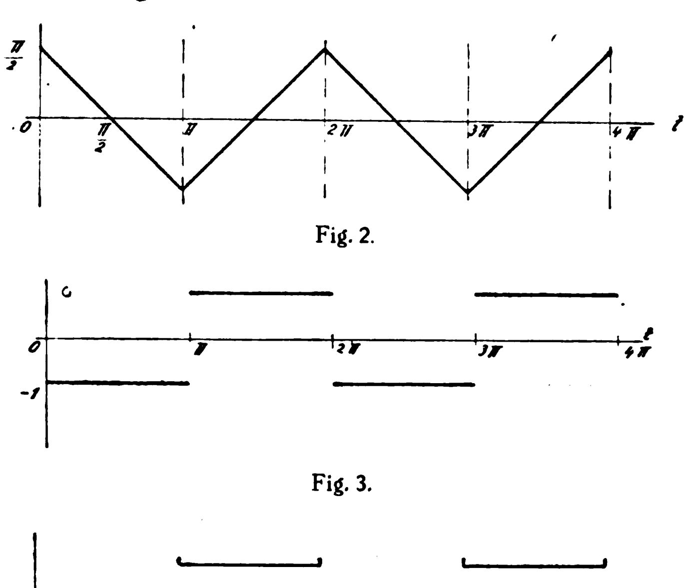


Fig. 2.

Fig. 3.

Fig. 4.

die an den Enden der wagerechten Strecken nach oben bzw. unten senkrecht angesetzt sind (Gibbssche Erscheinung [8]), vergl. auch Fig. 4). Da die Partialsummen nicht gleichmäßig konvergieren, ist jedoch eine Zerlegung in Oberschwingungen nicht möglich. Daran ändert auch die Tatsache nichts, daß die nach (6) gebildete Reihe für $i(t)$ konvergiert, denn schon in dem Spezialfall, daß $R = 0$ ist, läßt sich wohl $i(t)$ nach (10 b) durch Einsetzen von $v_n = \frac{4}{\pi n^2}$ für ungerade n, $v_n = 0$ für gerade n, $\varphi_n = 0$ für alle n bilden:

$$i(t) = \frac{4C}{\pi}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\sin(2n+1)t}{(2n+1)\left[\left(\frac{2n+1}{\nu}\right)^2-1\right]}. \qquad (15)$$

Diese Reihe konvergiert sogar gleichmäßig. Dasselbe gilt noch für die Ableitung

$$i'(t) = \frac{4C}{\pi}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\cos(2n+1)t}{\left(\frac{2n+1}{\nu}\right)^2-1}, \qquad (15a)$$

deren Verhalten als Funktion von ν und von t sich nach denselben Methoden übersehen läßt, nach denen ich früher Epsteinsche Zetafunktionen im Zusammenhang mit Fragen der Kristallphysik behandelt habe [9]). Dagegen ist die zweite Ableitung $i''(t)$ schon nicht mehr stetig. Sie zeigt dasselbe Verhalten wie $v'(t)$. Da i'' in der Differentialgleichung (2) auftritt, kann weder die Reihe für i noch die außerhalb der Unstetigkeitsstellen von v' durch sie dargestellte Funktion als Lösung des technischen Problems durch die Differentialgleichung in Frage kommen. Also ein weiterer Grund für die Unmöglichkeit, im Fall von Unstetigkeiten Oberschwingungen auszusieben! Es mag darauf aufmerksam gemacht werden, daß die mathematischen Hilfsmittel wohl ausreichen, ja noch viel weiter führen, aber der physikalische Sinn der „Oberschwingung" aufhört.

§ 6. Asymptotisches Verhalten der Oberschwingungsamplituden.

Über die Stärke, mit der in der Spannungskurve $v(t)$ die höheren Harmonischen ausgebildet sind, läßt sich auf Grund eines allgemeinen Satzes [10]) eine weitgehende Aussage machen. Danach gibt es, wenn $v(t)$ mit ihren Ableitungen bis zur $(h-1)^{ten}$ stetig ist und eine stückweise stetige h^{te} Ableitung besitzt, eine Konstante c, so daß

$$|v_n| \leq \frac{c}{n^h}. \qquad (16)$$

Man sieht hieraus, wie stark die Amplituden v_n der höheren Oberschwingungen und dementsprechend die Amplituden der Oberschwingungen in der erzwungenen Schwingung mit wachsender Höhe der Oberschwingung gegen Null gehen, wenn v genügend oft differenzierbar ist. Mit Rücksicht auf das Beispiel (15) des vorigen Paragraphen, bei dem für $v(t)$ $h = 1$ war, erkennt man, daß diese Abschätzung sich nicht allgemein um mehr als einen in n linearen Faktor verbessern läßt. Daraus folgt, daß die Amplituden der höheren Oberschwingungen nicht nur vom Verlauf der Spannungskurve, sondern in ganz ausgesprochener Weise vom Verlauf ihrer Ableitungen abhängen. Wenn man den Kurvenverlauf wenig ändert, den Verlauf der Richtung der Kurve auch wenig ändert, aber doch so, daß die Krümmung an einem Punkt unstetig wird, so hat dies zur Folge, daß die Amplituden der höheren Harmonischen nicht mehr stärker als $1 : n^3$ gegen Null gehen; wenn man auch die Richtung der Tangente sich unstetig ändern läßt, so gehen die Koeffizienten nicht mehr stärker als $1 : n^2$ gegen Null.

Eine Änderung im Spannungsverlauf, die beliebig klein gemacht werden kann, hat somit zur Folge, daß das asymptotische Verhalten der Koeffizienten der Fourierreihe ein ganz anderes wird, daß also Oberschwingungen, die vorher mit merklicher Amplitude nicht mehr herausgesiebt werden konnten, bedeutend stärker in Erscheinung treten. Diese Tatsache erscheint mir sehr wichtig für die Beurteilung der Leistungsfähigkeit der Frequenzvervielfachung durch Heraussieben sehr hoher Harmonischer. Aus ihr folgt insbesondere, daß in all den Fällen, in denen der Spannungsverlauf nicht genau reproduzierbar ist, dies Verfahren der Frequenzvervielfachung nicht mehr anwendbar bleibt, sofern man insbesondere bei höheren Vervielfachungen einigermaßen konstante Ausbeute zu erreichen sucht.

§ 7. Vergleich mit der Erfahrung.

Es erscheint nicht notwendig, zum Vergleich der soeben angegebenen Theorie der Frequenzvervielfachung mittels Oberschwingungen noch eigene Versuche zu Hilfe zu nehmen. Qualitative Übereinstimmung mit den Ergebnissen hat sich

[8]) K. Knopp, „Theorie und Anwendung der unendlichen Reihen", (Berlin 1922), S. 366.

[9]) O. Emersleben, „Zetafunktionen und elektrostatische Gitterpotentiale", Physik. Zeitschr. 24 (1923), S. 75 ff.

[10]) R. Courant u. D. Hilbert, „Methoden der mathematischen Physik I", (Berlin 1924), S. 53 oder L. Bieberbach, „Neuere Untersuchungen über Funktionen von komplexen Variablen", Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften, Bd. II, 3, Heft 4 (1921), S. 433 ff.

bereits in den zahlreichen Fällen herausgestellt, in denen man bisher die Frequenzvervielfachung in dieser Weise durchgeführt hat. Auch die Schwierigkeiten, höhere Oberschwingungen mit merklicher Amplitude zu erzielen, sind nicht neu und haben zur Folge gehabt, daß man z. B. eine Verachtfachung oder Versiebenundzwanzigfachung der Frequenz besser durch dreimalige Verdopplung bzw. Verdreifachung als in einer geringeren Schrittzahl erzielte, wobei man die Nachteile der verhältnismäßig geringen Amplitude der höheren Oberschwingungen dadurch beseitigte, daß man in jeder Stufe dieser kaskadenförmigen Frequenzvervielfachung einen neuen spannungsverzerrenden Eisenkern einführte [11]. Insbesondere kommt man wegen der Schwierigkeit, die Spannungsverzerrung je nach Bedarf in geeigneter Weise zu verändern, dann auf dies Verfahren, wenn man mit konstanter Verzerrung arbeiten will und diese dabei so ausführt, daß wenigstens die niederen Harmonischen mit merklicher Amplitude vorhanden sind. Im Gegensatz dazu soll jetzt auf ein anderes Prinzip, die Frequenz zu vervielfachen, eingegangen werden, das auch einen hohen Grad der Vervielfachung mit guter Ausbeute gestattet.

B. Frequenzvervielfachung durch Stoßerregung.

§ 8. Theorie des Stromverlaufs.

Dies Verfahren besteht darin, daß von Zeit zu Zeit ein Schwingungskreis stoßweise aufgeladen wird, der sich dann in freien Schwingungen seiner Eigenfrequenz entlädt. Eine neue Aufladung erfolge nach einer ganzen Zahl freier Schwingungen, so daß also die durch den Stoß hervorgerufenen Schwingungen die vom alten Stoß her noch bestehenden verstärken. Auf diese Weise ist eine beliebige Vervielfachung der Grund-(Stoß-)frequenz möglich. Wechseln die Stöße ihre Richtung, folgen sie sich aber doch nach je gleichen Zeiten, so hat die Abstimmung in der Weise zu geschehen, daß beim Einsetzen des neuen Stoßes der Kreis gerade in der entgegengesetzten Richtung schwingt wie beim Einsetzen des

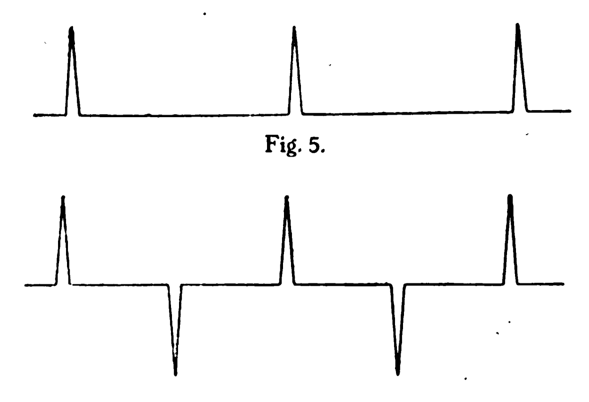


Fig. 5.

Fig. 6.

vorausgehenden Stoßes [12]. Auf diese Weise läßt sich eine Frequenzsteigerung auf ein ungerades Vielfaches der Grundfrequenz erzielen. Fig. 5 stellt schematisch eine Stoßkurve dar, mit der beliebige Vervielfachungen erzielt werden können, Fig. 6 eine solche, mit der ungeradzahlige Vervielfachungen erzielbar sind.

Für die Theorie dieser Erscheinung gehe ich zunächst von den bekannten Erscheinungen der Entladung eines Kondensators aus:

In einem Schwingungskreis (C, L, R) werde der Kondensator mit der Elektrizitätsmenge Q aufgeladen; er entlädt sich darauf selbsttätig wieder mit einer Stromstärke, die der homogenen Differentialgleichung

$$L \frac{d^2 i}{dt^2} + R \frac{di}{dt} + \frac{i}{C} = 0 \tag{17}$$

genügt, wobei durch (17 a)

$$Q = \int_{-\infty}^{\infty} i \, dt$$

der in i noch freie Faktor bestimmt ist.

Das Integral dieser Differentialgleichung ist bekanntlich [13], solange $R^2 < 4L:C$, eine gedämpfte Schwingung der Frequenz

$$\mu = \sqrt{\nu^2 - \frac{R^2}{4L^2}}:$$

$$i(t) = J \cdot e^{-\frac{R}{2L}t} \cos(\mu t + \varphi). \tag{18}$$

Wird die Einrichtung so getroffen, daß nach gewisser Zeit der Kondensator immer wieder neu aufgeladen wird und ist die Frequenz μ der Eigenschwingung ein ganzzahliges Vielfaches der Frequenz σ der Aufladung:

$$\mu = m \cdot \sigma, \tag{19}$$

so addieren sich zur Zeit $t = \frac{2\pi}{\sigma}$ die frühere Schwingung, deren Amplitude auf den Betrag

$$J \cdot e^{-\frac{\pi R}{L\sigma}}$$

abgeklungen ist, mit dem neu einsetzenden Strom der Amplitude J. Wenn sich die Aufladung regelmäßig nach gleichen Zeiten wiederholt, wird schließlich ein stationärer Zustand erreicht, bei dem die Anfangsamplitude durch die geometrische Reihe

$$A = J \cdot \sum_{\varkappa=0}^{\infty} e^{-\varkappa \frac{\pi R}{L\sigma}} = \frac{J}{1 - e^{-\frac{\pi R}{L\sigma}}} \tag{20}$$

gegeben ist, da alle Schwingungen der Frequenz μ sich phasengleich addieren. Der Gesamtstrom, der sich so ergibt, läßt sich daher im stationären Zustand für das Intervall

$$0 \leq t < \frac{2\pi}{\sigma} = \frac{2\pi}{\mu} m \tag{21}$$

in der Gestalt darstellen:

$$i = A \cdot e^{-\frac{R}{2L}t} \cos \mu t, \tag{22}$$

wenn für den vorliegenden Zweck

$$\varphi = 0 \tag{22a}$$

gewählt wird.

Für $t = \frac{2\pi m}{\mu}$ steigt die Amplitude wieder plötzlich auf den Wert A, und der Vorgang wiederholt sich. Schematische Darstellungen mit $m = 2$ und $\frac{\pi R}{L\sigma} = lg\,2$ in Fig. 7. Mit Rücksicht darauf, daß der Stoß doch immer eine endliche Zeit nötig hat, um zur Wirksamkeit zu gelangen, ist es nötig, das Einsetzen des Spannungsstoßes zu einer Zeit zu wählen, in der der Strom seine Maximalamplitude noch nicht wieder erreicht hat, so daß der Strom gerade dann die Phasenverschiebung Null gegenüber dem infolge des Stoßes neu einsetzenden Strom hat, wenn der neu einsetzende Strom mit

---

[11]) Alexanderson, amerikanisches Patent 1 382 877 „Means for frequency transformations", angemeldet 6. Oktober 1916.

[12]) Vgl. hierzu das britische Patent 194 007, „Verbessertes Verfahren zur Frequenzsteigerung elektrischer Ströme", der C. Lorenz Aktiengesellschaft, angemeldet 9. Dezember 1921.

[13]) Hort a. a. O. S. 53.

größter Amplitude zur Wirksamkeit gelangt, kurz zusammengefaßt: Es muß der vom Primärkreis erzeugte Spannungsstoß mit einer geeigneten Phasenvoreilung gegenüber dem Sekundärstrom einsetzen.

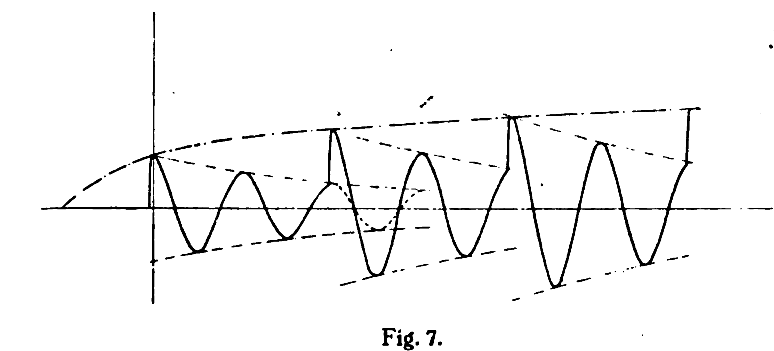


Fig. 7.

Da der Einwand der unstrengen Beweisführung bei dieser kurzen Ueberlegung nicht unberechtigt wäre, da in der kurzen Zeit, in der die Spannung des Kreises I von Null verschieden ist, vorübergehend die Differentialgleichung (2) den Vorgang beschreibt, während darauf der Kreis seinen freien Schwingungen überlassen ist, will ich die Rechnung streng, aber mit etwas mehr Rechnung noch einmal wiederholen. Das Ergebnis wird dasselbe sein.

Es sei $\quad s(t) > 0 \quad$ für $\quad 0 \leqq t \leqq \varepsilon \quad$ (23)

die Ableitung des Stoßverlaufes der Spannung, $s(t) = 0$ für $\varepsilon < t < \frac{2\pi}{\sigma}$.

ε ist also die Stoßdauer. $s(t)$ sei eine periodische Funktion der Frequenz σ, die keinen Stetigkeitsbedingungen zu genügen braucht, sondern nur integrierbar sein muß. Sie wird im allgemeinen auch nicht überall stetig sein, da sie die Ableitung der Stoßkurve darstellt. Es läßt sich dann der durch diese Stoßkurve erzeugte Strom in Form eines Integrals darstellen [14]).

$$i(t) = \int_{-\infty}^{t} \frac{s(\tau)}{L\mu} e^{-\frac{R}{2L}(t-\tau)} \sin \mu (t-\tau)\, d\tau$$

$$= \frac{1}{L\mu} \int_{0}^{\infty} s(t-x)\, e^{-\frac{R}{2L}x} \sin \mu x\, dx \qquad (24)$$

$$= \frac{1}{L\mu} \sum_{n=0}^{\infty} \int_{\frac{2\pi}{\sigma} n}^{\frac{2\pi}{\sigma}(n+1)} \cdots,$$

wegen der Periodizität:

$$= \frac{1}{L\mu} \sum_{n=0}^{\infty} \int_{0}^{\frac{2\pi}{\sigma}} s(t-x)\, e^{-\frac{R}{2L}\left(x + \frac{2\pi}{\sigma} n\right)} \cdot \sin \mu \left(x + \frac{2\pi}{\sigma} n\right) dx$$

$$= \frac{1}{L\mu} \sum_{n=0}^{\infty} e^{-\frac{\pi R}{L\sigma} n} \int_{0}^{\frac{2\pi}{\sigma}} s(t-x)\, e^{-\frac{R}{2L}x} \cdot \sin \mu \left(x + \frac{2\pi}{\sigma} n\right) dx, \qquad (24\text{a})$$

weil $s = 0$ für $t > \varepsilon$:

$$= \frac{1}{L\mu} \sum_{n=0}^{\infty} e^{-\frac{\pi R}{L\sigma} n} \int_{t-\varepsilon}^{t} s(t-x)\, e^{-\frac{R}{2L}x} \cdot \sin \mu \left(x + \frac{2\pi}{\sigma} n\right) dx. \qquad (24\text{b})$$

Wenn es sich um einen eigentlichen Stoß handelt, d. h. in der Grenze für $\varepsilon \to 0$, möge $s(t)$ so über alle Grenzen wachsen, daß der Grenzwert

$$\lim_{\varepsilon = 0} \int_{0}^{\varepsilon} s(y)\, dy = s \qquad (25)$$

vorhanden ist; dann ist:

$$i(t) = \frac{s}{L\mu} \cdot e^{-\frac{R}{2L}t} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} e^{-\frac{\pi R}{L\sigma} n} \sin \mu \left(t + \frac{2\pi}{\sigma} n\right) \qquad (26)$$

der vollständige Verlauf des durch diese periodischen Stöße erzeugten Stromes.

Nach (19) ist:

$$i(t) = \frac{s}{L\mu} e^{-\frac{R}{2L}t} \sum_{n=0}^{\infty} e^{-\frac{\pi R}{L\sigma} n} \sin(\mu t + 2\pi n m) \qquad (27)$$

Diese Formeln stellen also den allgemeinen Stromverlauf bei Stoßerregung dar. In dem besonderen Falle, daß m ganzzahlig, daß also der gestoßene Kreis auf ein ganzzahliges Vielfaches der Grundfrequenz abgestimmt ist, bekommen wir von einem Stoß zum nächsten eine gedämpfte Schwingung der Frequenz μ:

$$i(t) = \frac{s\, e^{-\frac{R}{2L}t}}{L\mu\left(1 - e^{-\frac{\pi R}{L\sigma}}\right)} \sin \mu t \qquad (28)$$

in Uebereinstimmung mit (22) und (20) bei etwas anderer Wahl der Phase.

Hieraus ergibt sich, daß der Stromverlauf bei Stoßerregung tatsächlich so ist, wie durch die kurze Ueberlegung vorhin bereits plausibel gemacht. Die obige Rechnung zeigt wieder sehr deutlich den Unterschied gegenüber dem Heraussieben von Oberschwingungen. Wie schon früher (§ 5) gezeigt, ist das Heraussieben nicht möglich bei gewissen Unstetigkeiten der Spannungskurve oder ihrer Ableitung. Für die Wirkung der Stoßerregung sind derartige Unstetigkeiten nicht nur nicht hinderlich, sondern sogar notwendig, denn wenn der Spannungsverlauf eine stetig differenzierbare Funktion der Zeit wäre, würde das Integral über s, zwischen zwei Nullstellen von v genommen, Null sein. Es wäre also (25) nur mit $s = 0$ erfüllbar, d. h. nach (28) ergäbe sich kein Strom — also ist bei stetigem Spannungsverlauf die Ausbildung einer dauernden gedämpften Schwingung nicht möglich —, in Ergänzung des früheren Ergebnisses, daß eine erzwungene Schwingung im Falle von Unstetigkeiten nicht möglich ist und somit die, eventuell gedämpfte, freie Schwingung, die bei jedem Stoß von neuem einsetzt, die einzig mögliche Schwingungsform eines angestoßenen Kreises darstellt.

§ 9. Mittel zum Stoßen.

Eine derartige plötzliche Aufladung eines Kondensators läßt sich mit einer Schaltung ausführen, die mit der Schaltung nach Fig. 1 große Ähnlichkeit haben kann. Der Unter-

[14]) E. Madelung, „Die mathematischen Hilfsmittel des Physikers" (Berlin 1922), S. 81.

schied besteht hauptsächlich in der Dimensionierung, insbesondere der Kapazität, und in der Handhabung, die sich z. B. in der Wahl des Eisens sowie in der Abstimmung äußert. Es ist erforderlich, Spannungsstöße zu erzielen, die den Kondensator C des Kreises II genügend rasch aufladen können. C muß also hinreichend groß gewählt werden. Spannungsstöße der genannten Art lassen sich dadurch erzeugen, daß man durch den Kondensator eine Schwingung der Frequenz σ erzeugt und durch geeignete Wahl der Permeabilität des Transformatorkernes und der Eisenmenge die Spannungskurve zu einer Stoßkurve verzerrt. Für die Wirksamkeit der Stoßkurve ist wichtig, daß die Spannung plötzlich auf einen Maximalwert ansteigt und ebenso plötzlich wieder abfällt, sodann aber während des ganzen Restes des Periodenintervalls gleich Null ist. Je plötzlicher das An- und Absteigen vor sich geht, d. h. je kleiner die Zeit ist, in der die Spannung von Null verschieden ist, im Verhältnis zu einer Periode des Schwingungskreises II, um so besser ist die vorhin genannte Bedingung erfüllt, daß bei jedem Stoß der Strom plötzlich auf den Anfangswert wieder ansteigt [15]).

§ 10. Nachweis des Schwingungsverlaufs an Oszillogrammen.

Um den grundsätzlichen Unterschied des beschriebenen Verfahrens der Frequenzvervielfachung durch Stoßerregung gegenüber allen bis dahin bekannten Methoden, z. B. auch der der Frequenzvervielfachung durch Heraussieben „höherer Harmonischen", noch deutlicher zu machen, will ich im folgenden die Stoßerregung eingehend erläutern und mit Hilfe von einer Reihe von Oszillogrammen untersuchen.

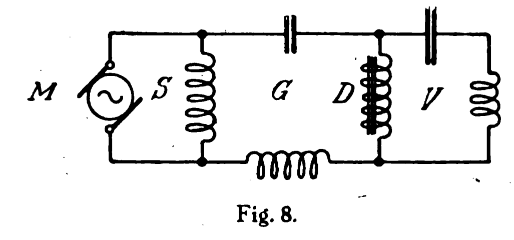


Fig. 8.

Als beispielsweise Schaltung wollen wir dabei eine besonders einfache zugrunde legen, in der uns nur die Entstehung der vervielfachten Frequenz, der Stromverlauf und das Verhältnis der Energieausbeute im Primär- und Sekundärkreis interessiert, nicht aber die Vorgänge in dem etwa hiermit gekoppelten Antennenkreis, der daher auch in der Zeichnung weggelassen wurde.

Fig. 8 stellt eine solche Schaltung dar, mit deren Hilfe die Frequenzvervielfachung durch Stoßerregung erzielt werden kann. S bedeutet den Speisekreis, G den Kreis der Grundfrequenz, V den der vervielfachten Frequenz.

In S wird durch eine Hochfrequenzmaschine M der Wechselstrom erzeugt, der durch die Schwingungsgrößen des Kreises G (Kapazität und Selbstinduktion) auf die Grundfrequenz abgestimmt wird.

Die eisenhaltige Spule D, eine Art Transformator, wird häufig als „Frequenzwandler" bezeichnet. Da diese Spule jedoch die Frequenzwandlung nicht selbst bewirkt, sondern nur durch Verzerrung der Spannungskurve den Stoß herbeiführt, mit dessen Hilfe in dem Kreise V die vervielfachte Frequenz erzeugt wird, wollen wir D den „Verzerrer" nennen.

Dadurch, daß der von M kommende Strom in G durch D geht, wird an seiner Frequenz nichts geändert, aber die Gestalt der Strom- und Spannungskurve wird eine andere. Die Frequenz des Kreises V läßt sich auf ein ungeradzahliges Vielfaches der Frequenz des Kreises G (bzw. bei gleichsinnigen Stößen auch auf ein geradzahliges Vielfaches) so scharf abstimmen, daß jeder neue Stoß durch die Restenergie der früheren Stöße noch verstärkt wird.

Der Schwingungskreis V wird im allgemeinen eine recht geringe Dämpfung haben, zumal die Selbstinduktion, deren Windungen die Dämpfung vergrößern könnten, klein ist. Wenn man nicht einen besonderen Ohmschen Widerstand einschaltet, ist sie so gering, daß die erzeugten Schwingungen von ungedämpften praktisch nicht zu unterscheiden sind.

Die beigefügten Bilder (s. Tafel) stellen mittels Braunscher Röhre aufgenommene Oszillogramme dar, deren Frequenz durch die beschriebene Schaltung vervielfacht wurde. Die zu ihnen gehörigen Figuren stellen rechts (*b*) eine Nachzeichnung der Oszillogramme und links (*a*) die durch Entzerrung aus den Aufnahmen gewonnenen Kurven dar.

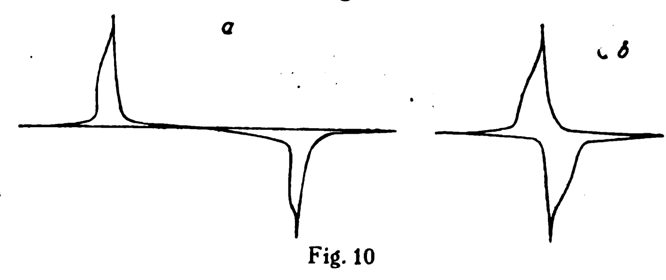
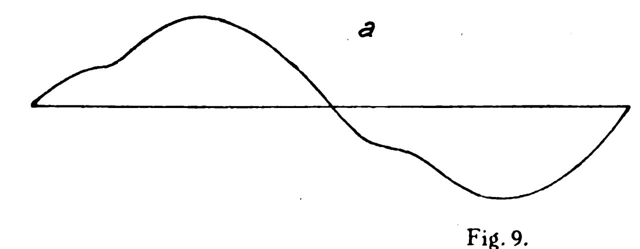


Fig. 10

Bild 1 (Fig. 9) ist die Stromkurve des Generatorkreises, die nahezu rein sinusförmig verläuft (bei genauer Sinusform müßte die Kurve eine Ellipse sein).



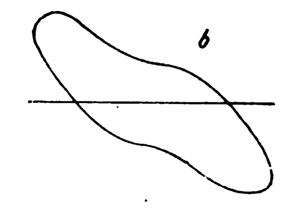


Fig. 9.

Bild 2 (Fig. 10) ist die durch den Verzerrer D zur Stoßwirkung verzerrte Spannung. Man beachte die scharfe Spitze!

Bild 3 (Fig. 11) stellt die dreifache Frequenz dar, nachdem der stationäre Zustand eingetreten ist. Dämpfung kaum merklich.

Bilder 4—6 (Fig. 12—14) stellen den Strom des Kreises V dar, der auf nahezu dreizehnfache Frequenz abgestimmt worden ist, und zwar:

Bild 4 (Fig. 12) ohne zusätzlichen Dämpfungswiderstand,

[15]) Vgl. hierzu z. B. das britische Patent 192 460, „Einrichtung zur Erzielung von Hochfrequenzschwingungen mittels Wechselstroms geringer Frequenz" der C. Lorenz Aktiengesellschaft, angemeldet 29. Oktober 1921.



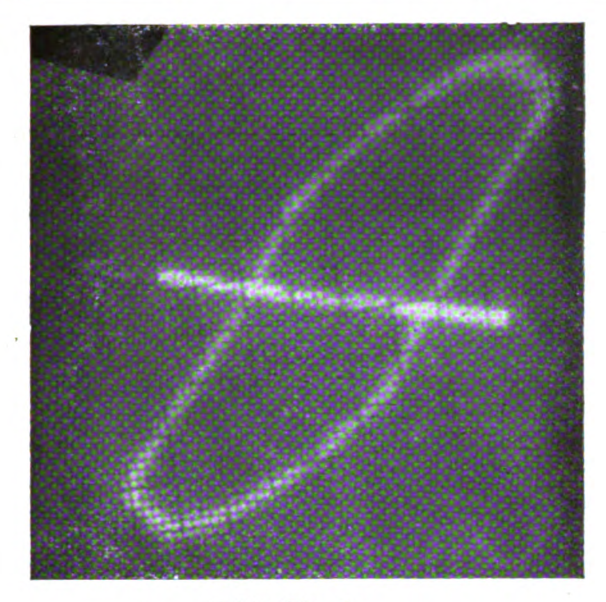


Bild 1 (Fig. 9).

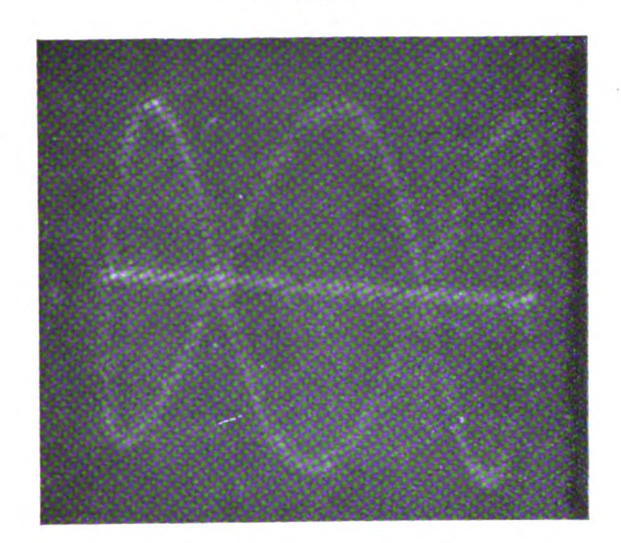


Bild 3 (Fig. 11).

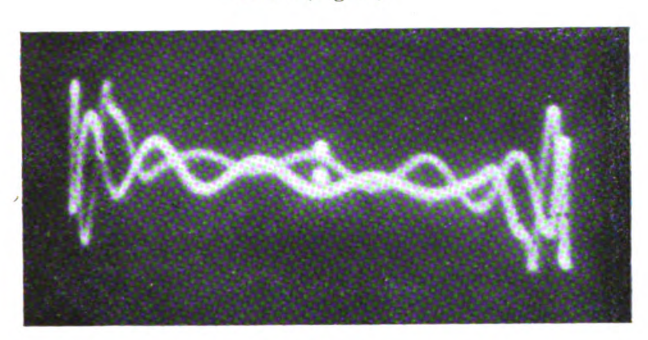


Bild 6 (Fig. 14).

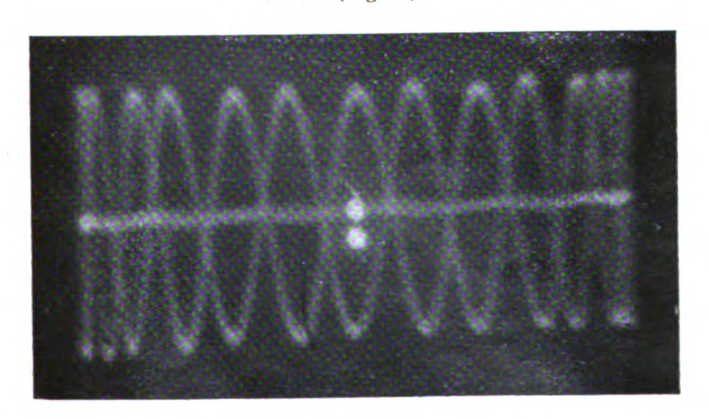


Bild 7 (Fig. 15).

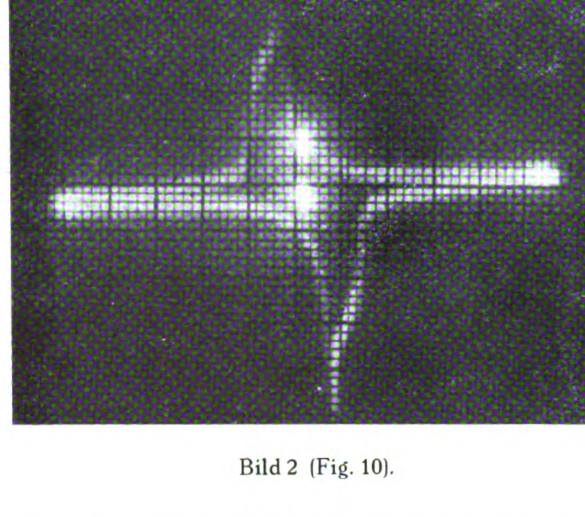


Bild 2 (Fig. 10).

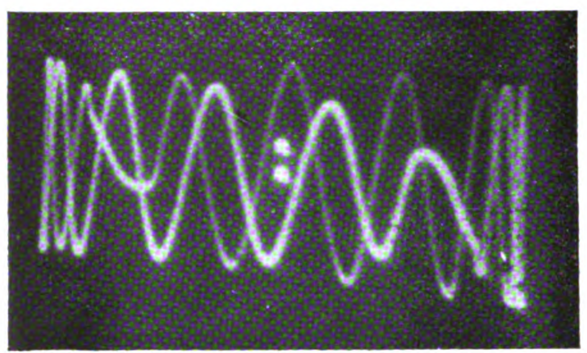


Bild 4 (Fig. 12).

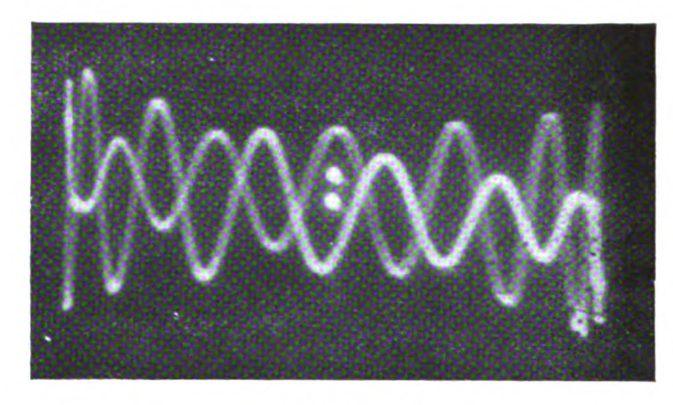


Bild 5 (Fig. 13).

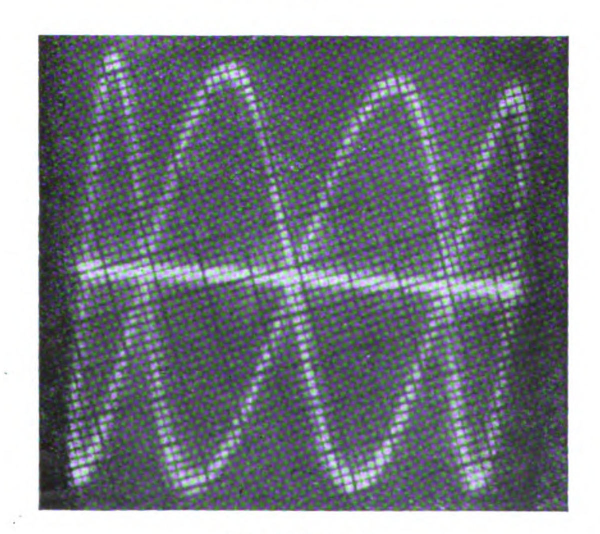


Bild 8 (Fig. 16).

Zum Aufsatz: Emersleben, Theorie der Frequenzvervielfachung mittels Oberschwingungen und durch Stoßerregung.

Verlag von M. Krayn, Berlin W 10

Bild 5 (Fig. 13) mit einem Dämpfungswiderstand von 4,5 Ohm,

Bild 6 (Fig. 14) mit einem Dämpfungswiderstand von 11,5 Ohm.

Um die obigen Ausführungen zu erläutern, wurde hier nicht genau auf die dreizehnfache Frequenz abgestimmt. So ergibt sich, daß der Strom jedes neuen Stoßes dem alten

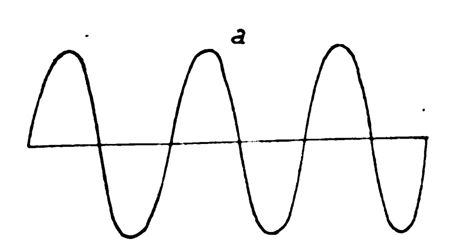


Fig. 11.

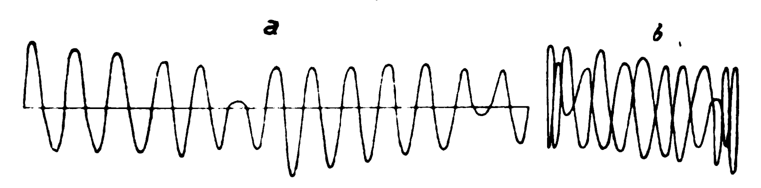


Fig. 12.

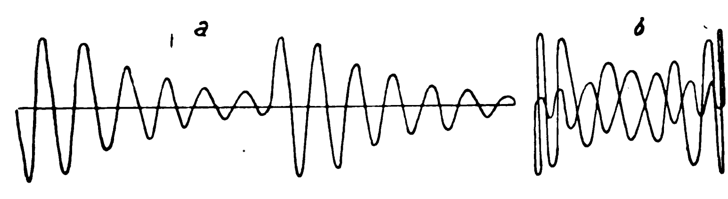


Fig. 13.

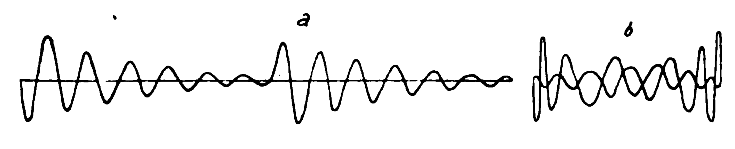
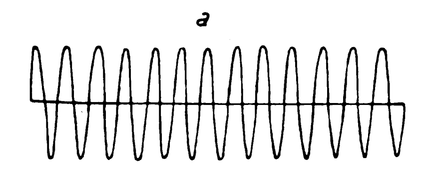


Fig. 14.

Strom etwas entgegenarbeitet. Dies ist wieder ein Beweis dafür, daß es sich hier um einzelne Züge von freien Schwingungen handelt, die sich einfach aneinandersetzen, nicht etwa um Heraussieben von höheren Harmonischen.

In Bild 7 (Fig. 15) dagegen ist die Abstimmung genau auf die dreizehnfache Frequenz erfolgt, so daß hier die einzelnen Schwingungszüge sich ohne Störung aneinandersetzen und die gesamte Schwingung nur noch eine Spur von Dämpfung zeigt.



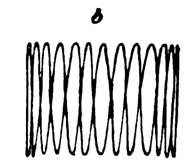
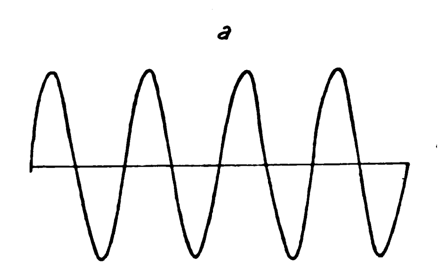


Fig 15.

Als weiteres Beispiel stellt Bild 8 (Fig. 16) die vierfache Frequenz dar.

Es tritt also der durch Formeln (20) bzw. (27) angekündigte Vorgang tatsächlich ein.

Die Oszillogramme sind auf Veranlassung von Herrn O. Scheller, der zuerst die Erkenntnis hatte, daß sich die Stoßerregung für Zwecke der Frequenzvervielfachung nutzbar machen läßt, im Betriebe der C. Lorenz Aktiengesellschaft durch Herrn F. Gerth ausgeführt worden.



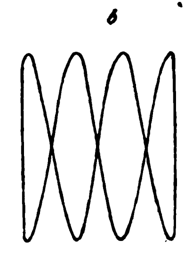


Fig. 16.

Zwei von ihnen sind bereits vor einigen Monaten — ohne Zusammenhang mit der vorliegenden Theorie — von Herrn Schmidt[16]) veröffentlicht worden.

C. Vergleich der beiden Frequenzvervielfachungsmethoden.

§ 11. Heraussieben und Stoßerregung mit demselben Stromverlauf.

Aus den vorangegangenen beiden Abschnitten A und B geht hervor, daß in bezug auf die beiden behandelten Methoden der Frequenzvervielfachung grundsätzlich Unterschiede bestehen, denn schon die Art der Schwingungen, die im Sekundärkreise auftreten, sind in beiden Fällen ganz verschiedenen Charakters. Das eine Mal (beim Herausfiltrieren) tritt ein ganzes Spektrum von Wellen ungedämpfter Schwingungen auf, die sämtlich Vielfache der Grundfrequenz des Primärkreises sind. Das Amplitudenverhältnis der einzelnen Oberschwingungen hängt dabei ab von dem Amplitudenverhältnis dieser Oberschwingungen in der erzeugenden Spannung und von dem Scheinwiderstand des Sekundärkreises gegenüber der betreffenden Schwingungszahl. Bei Stoßerregung dagegen treten Schwingungen auf mit der Frequenz der Eigenschwingungen des Sekundärkreises, deren Amplitude jedoch mit der Fequenz des Stoßes schwankt, so daß sich im allgemeinen Schwebungen ausbilden. In dem besonderen Falle, daß die Eigenfrequenz ein ganzzahliges Vielfaches der Stoßfrequenz ist, gehen die Schwebungen in gedämpfte Schwingungen der Eigenfrequenz über, jedoch so, daß die Amplitude nach jedem neuen Stoß von ihrem Höchstwert sinkt. Völlig ungedämpfte Schwingungen sind dabei natürlich nicht zu erreichen.

Die Gestalt der Schwingungen hängt bei Stoßerregung gar nicht von dem Verlauf der stoßenden Spannung ab, im Gegensatz zum Heraussieben der Harmonischen, deren Amplitude sogar ungeheuer empfindlich ist gegenüber Veränderungen im Spannungsverlauf; insbesondere was das Verhalten in der Grenze für hohe Oberschwingungen anbetrifft (vergl. § 6). Dabei erscheint mir sehr bemerkenswert für den tiefgreifenden Unterschied zwischen diesen beiden Vervielfachungsmethoden: Wenn ein durch Stoßerregung erzielter periodischer Stromverlauf $i(t)$ vorliegt, so gibt es

[16]) K. Schmidt. „Ein neuer Hochfrequenzmaschinensender für drahtlose Telegraphie", E. T. Z. 1923, Heft 40, S. 910 ff.

unter den zahlreichen (unendlich vielen) möglichen Spannungskurven genau eine, durch deren Einwirkung sich derselbe Stromverlauf $i(t)$ mittels Heraussiebens von Harmonischen erzielen läßt.

In der Tat, der Stromverlauf bei Stoßerregung hängt nur von vier Zahlen und einer Nebenbedingung ab. Wähle ich als Nebenbedingung, daß die Stöße sämtlich in derselben Richtung erfolgen, so hängt $i(t)$ nach (28) von der Maximalamplitude, dem Dämpfungsdekrement und der Eigenfrequenz des Kreises als drei stetig veränderlichen Komponenten und von der ganzen, sonst aber beliebigen Zahl der Vervielfachung ab. Ist die Stoßerregung dagegen so beschaffen (andere Nebenbedingung), daß die Stöße abwechselnd nach verschiedenen Richtungen gehen, aber doch nach gleichen Zeiten aufeinanderfolgen, so bleibt alles gleich, nur die Zahl der Vervielfachung muß ungerade sein. Ähnlich verhält es sich, wenn die Stöße so erfolgen, daß die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden gleichartigen Stößen sich zur Zeit des Abstandes zweier verschiedenartiger Stöße wie p zu q verhält. $(q < p)$. Sind p und q teilerfremd, so besteht für die Zahl der Frequenzvervielfachung die Bedingung, daß sie mit der Zahl p teilerfremd sein muß. Nach diesen Vorbemerkungen folgt die Behauptung am Ende des vorigen Absatzes unmittelbar aus § 4.

Ohne in dieser Richtung auf Einzelheiten einzugehen, sei nur bemerkt, daß die oben angegebene Art der Stoßerregung, bei der die Stöße nach gleichen Zeiten in entgegengesetztem Sinne einander folgen, für das Vorliegende ein Beispiel mit $p = 2$ und $q = 1$ ist. Im übrigen sei in diesem Zusammenhang auf eine Arbeit aufmerksam gemacht, die Herr Dornig kürzlich in der E.T.Z veöffentlich hat [17]).

§ 12. Zusammenfassung.

Zusammenfassend können wir also sagen, während bei Stoßerregung nur fünf Zahlen wesentlich sind für die Gestalt der Stromkurve, ist es beim Heraussieben eine Folge von abzählbar unendlich vielen. Dem entspricht im letzteren Falle die unvergleichlich größere Mannigfaltigkeit der erzeugten Stromkurven, unter denen auch die durch Stoßerregung erzielbaren sämtlich auftreten. Doch entspricht der größeren Mannigfaltigkeit erzielbarer Stromverläufe auch die ungeheure Empfindlichkeit jedes einzelnen Stromverlaufs gegenüber kleinen Abweichungen im Spannungsverlauf, während bei Stoßerregung diese Abhängigkeit überhaupt nicht vorhanden ist. Trotzdem genügt die geringe bei Stoßerregung erzielbare Mannigfaltigkeit den praktischen Bedürfnissen insofern, als maximale bzw. minimale Stromamplitude sowie der Grad der Frequenzvervielfachung wählbar sind und die Dämpfung beliebig herabgedrückt werden kann.

[17]) W. Dornig, „Beitrag zur Frequenztransformation mittels Eisendrosseln", E. T. Z. 1924, S. 1107, Heft 42.

Unter den verschiedenen Mitteln, die zu den beiden Arten der Frequenzvervielfachung benutzt werden, ist besonders hervorzuheben, daß man beim Heraussieben bei gegebener Eigenfrequenz des Sekundärkreises zur Erzielung scharfer Abstimmung, d. h. zum hauptsächlichen Heraussieben einer einzigen Harmonischen die Kapazität klein wählen wird, während sie bei Stoßerregung zwecks schneller Aufnahme der Stoßelektrizitätsmenge groß gewählt werden kann. Selbst wenn man von diesem Unterschied absieht, bemerkt man, daß ein Irrtum vorliegen muß, wenn Herr Dornig am Schlusse der genannten Arbeit schreibt:

„Dem Leser der angeführten Patentschriften wird auffallen, daß das als Beispiel dargestellte System, wie allgemein üblich, meist als „Herausfiltrierung der Harmonischen mittels hochgesättigter Eisenkerne", neuerdings aber auch als „Stoßerregung" bezeichnet ist. Der eindeutige physikalische Vorgang wird durch die verschiedene Benennung natürlich nicht geändert." (Gemeint sind die beiden britischen Patentschriften 192 460 und 194 007 der C. Lorenz Aktiengesellschaft.)

Erzwungene Schwingungen im ersten Falle, freie Schwingungen im zweiten, in Harmonische zerlegbare Spannungskurve im ersten Fall, unstetiger Spannungsstoß im zweiten, sind die hauptsächlichen Unterschiede im physikalischen Vorgang und in dem zu seiner Erzielung benutzten Mittel. Vollkommenen Umsatz der Stoßenergie in Energie der gewünschten Frequenz hat man im letzteren Fall, im ersten dagegen nur Ausnutzung desjenigen Anteils, mit dem die auszusiebende Harmonische im Schwingungskreis auftritt.

§ 13. Allgemeines.

Die vorangehenden Überlegungen über Frequenzvervielfachung wurden an dem Beispiel einer Grundfrequenzerzeugung durch eine Wechselstrommaschine durchgeführt. Sie gelten jedoch für jede Art Frequenzänderung, bei der ein Schwingungsgebilde frei ist (d. h. sowohl eine freie Schwingung besitzt als auch einer aufgezwungenen Schwingung, eventuell mit einer Phasenverschiebung, frei folgt), während ein zweites Gebilde hiermit gekoppelt ist, welches jenem gegenüber starr ist (d. h. in seinem Gang durch Rückwirkung des freien Gebildes nicht wesentlich außer Tritt gebracht wird); wenn nur im starren Gebilde sich ein periodischer Vorgang abspielt, der durch die Kopplung auf das freie Gebilde übertragen wird.

Die benutzte Methode, die den theoretisch noch sehr schwer zu erfassenden Eiseneinfluß dadurch in einfachster Weise berücksichtigt, daß von einem durch das Eisen bereits veränderten Spannungs- und Stromverlauf ausgegangen wird, hat vielleicht allgemeineres Interesse für theoretische Bearbeitung von Vorgängen an Transformatoren; insbesondere ist sie auch bei den Untersuchungen anwendbar, die den Einfluß der Hysteresiserscheinungen berücksichtigen.

Berlin-Tempelhof, den 23. Oktober 1924.

Eine neue Generatorröhre.

Von **Erich Habann.**

Jenaer Dissertation.

Voraussetzung für die Erzeugung eines Wechselstromes ist nach den Untersuchungen von Barkhausen[1]) die periodische Veränderung eines Widerstandes, der kapazitiver, induktiver oder Ohmscher Natur sein kann. Mit Barkhausen unterscheiden wir zwei Ursachen, die einen Ohmschen Widerstand beeinflussen können: Die Veränderungen können

„1. gewaltsam, durch äußere Einwirkung, vor allen Dingen mechanischer Art aufgezwungen werden,
2. selbsttätig vom durchfließenden Strome selbst erzeugt werden[2])."

Im ersten Fall halten sich die Schwingungen dann selbständig aufrecht, wenn die resultierende Schwingungsenergie größer ist als diejenige, welche zur Variation des Widerstandes erforderlich ist, und wenn die resultierenden Ströme phasengerecht die vorhandenen Ströme untertützen, ersetzen[3]). Diese Methode hat ihre moderne Anwendung beim Elektronenrelais gefunden[4]). Nach der zweiten Methode arbeitet der Lichtbogen, insbeondere die Poulsen-Lampe. Die fallende Charakteristik des Lichtbogens oder der negative Widerstand desselben ist bekanntlich[5]) in der Lage, den positiven Dämpfungswiderstand eines Schwingungskreises zu reduzieren oder gar zu übertreffen: Schwingungen im Schwingungskreis werden demgemäß weniger schnell abklingen (Verstärkereffekt) oder sich auf höhere Amplitudenwerte aufschaukeln (Generatoreffekt).

Es ist nun meine Aufgabe, zu untersuchen, inwieweit sich die zweite Methode, die des negativen Widerstandes, bei einer Elektronenröhre verwirklichen läßt.

Zwar sind einige Verfahren bereits bekannt, nach denen auch bei Vakuumröhren mit einer Glühkathode als Elektronenquelle fallende Charakteristiken erzielt werden. Aber die fallenden Charakteristiken beruhen bei diesen Verfahren auf derselben Ursache wie beim Lichtbogen: den Sekundärelektronen. Bei der Poulsen-Lampe werden die Sekundärelektronen an Wasserstoff von Atmosphärendruck, bei Vakuumröhren mit Glühkathode an den Gasresten[6]), bei Hochvakuumröhren an Metallflächen[7]) erzeugt. Es wird verlangt, daß die neue Methode zur Erzeugung einer fallenden Charakteristik von Sekundärelektronen unabhängig ist.

Allgemeine Betrachtungen.

Es werde zunächst allgemein untersucht, wovon die Stärke eines Elektronenstromes abhängig ist. Der in irgendeine Anode hineinfließende Eletronenstrom ist bei Hochvakuumröhren

$$J_a = \int \sigma \cdot \mathfrak{v} \cdot d\mathfrak{o} = \int \sigma \cdot v_n \cdot do$$

wenn v_n die Geschwindigkeit des Elektrons senkrecht zur Anodenoberfläche, $\mathfrak{v}$ den Vektor der Geschwindigkeit, σ die Raumladungsdichte, $d\mathfrak{o}$ den Vektor eines Oberflächenelements bedeutet. Für die Größen σ und $\mathfrak{v}$ gelten diejenigen Werte, die σ und $\mathfrak{v}$ in unmittelbarer Nähe der Anode annehmen. Wenn nun mit wachsender Anodenspannung der Anodenstrom abnehmen soll, so kann das geschehen

1. indem damit eine Oberflächenverkleinerung verbunden ist.
2. indem v_n, die Geschwindigkeit des Elektrons senkrecht zur Oberfläche der Anode, abnimmt.
3. indem die Dichte σ kleiner wird.

Von der ersten Möglichkeit wollen wir wegen ihrer schwierigen praktischen Durchführbarkeit absehen. Bei der zweiten Möglichkeit haben wir zu bedenken, daß der Strom erst einmal da sein muß, wenn er nachher abnehmen soll, d. h. die Geschwindigkeit v_n senkrecht zur Oberfläche müßte mit der Anodenspannung erst steigen, ein Maximum erreichen und mit weiterer Spannungserhöhung abnehmen. Genau dasselbe gilt für die dritte Möglichkeit: σ müßte erst zunehmen, ein Maximum erreichen und bei weiterer Spannungserhöhung wieder sinken. Dies wären die Erscheinungen, wenn wir die zweite und dritte Möglichkeit getrennt betrachten und annehmen, daß bei der zweiten Möglichkeit eine Spannungserhöhung hauptsächlich auf v_n wirkt und σ möglichst unverändert läßt, bei der dritten Möglichkeit aber die Spannungserhöhung hauptsächlich auf die Dichte σ verändernd einwirkt und die Wanderungsgeschwindigkeit der Elektronen in die Anode wenig oder gar nicht beeinflußt. Nimmt man aber an, daß die Spannung sowohl auf σ wie auf v_n einwirkt, so dürfte es für den einfachsten Fall genügen, wenn σ mit der Spannung dauernd, bei 0 beginnend, steigt, dagegen v_n dauernd bis zu 0 abnimmt. Dann wäre der Strom bei niedrigen Spannungen klein, weil σ klein ist, und bei hohen Spannungen klein, weil v_n klein ist; dazwischen läge das Maximum. Dieselben Betrachtungen können wir anstellen, wenn σ und v_n ihre Rollen vertauschen.

Wegen der in Röhren mit Wolframkathode allgemein geringen Elektronendichte, die meist nur an der Kathode etwas größere Werte annimmt, werden wir der dritten Möglichkeit, Veränderung der Dichte σ, keine so große praktische Bedeutung beimessen können wie der zweiten. Diese erscheint allein praktisch brauchbar.

Nun besagt ein bekannter Satz, daß die kinetische Energie $\frac{1}{2} m v^2$ eines Elektrons an der Anode abhängig ist von der Potentialdifferenz, die es durchlaufen hat (vgl. S. 116 der Arbeit). v wird danach mit wachsender Anodenspannnung stets größer. Die Geschwindgkeit v können wir zerlegen in eine Geschwindigkeitskomponente v_n senkrecht zur Anodenoberfläche und eine Komponente v_p parallel zur Anodenoberfläche. So folgt

$$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} m v_n^2 + \frac{1}{2} m v_p^2.$$

Unsere Forderung, mit wachsender Anodenspannung solle v_n abnehmen, wird also dann erfüllt werden, wenn mit wachsender Anodenspannung eine größere Umwandlung der Energie $\frac{1}{2} m v_n^2$ in $\frac{1}{2} m v_p^2$ verknüpft ist; mit einfacheren Worten ausgedrückt: Es muß dafür gesorgt werden, daß mit steigender Anodenspannung die Elektronen automatisch von der Anode stärker abgelenkt werden.

[1]) Problem der Schwingungserzeugung, Leipzig 1907.
[2]) l. c. S. 16.
[3]) l. c. S. 18.
[4]) De Forest, Strauß, Meißner, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 1919, XIV, S. 5 ff.
[5]) Duddel, Simon, Reich, Kaufmann, Barkhausen. Bei letzterem (l. c.) finden sich ausführliche Literaturangaben über die vorangehenden Forschungen.
[6]) Möller, Die Elektronenröhren, Braunschweig 1920, S. 128; vgl. auch Gehrke, Erscheinungen der Glimmentladung in Marx, Handbuch der Radiologie III, 197 ff.
[7]) v. Baeyer, Verh. d. Dtsch. Phys. Gesellschaft 10, S. 96, 953; 1908. Hull, Dynatron, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 1919, 14, S. 47 ff. Vgl. auch Marx, Handbuch der Radiologie 1919, V, S. 100, 112, 117.

Das Prinzip.

Die Aufgabe wurde mit Hilfe folgenden Prinzips gelöst: Wird in einer Hochvakuumröhre die Entladung zwischen einer Kathode und einer Anode (mindestens) einem konstanten elektrischen Felde und (mindestens) einem konstanten magnetischen Felde ausgesetzt, so zeigt die Entladungsstrecke Anode—Kathode dann eine fallende Charakteristik, wenn das konstante elektrische und magnetische Feld gewisse Richtungen und bestimmte Stärken haben. Wir verstehen hierbei unter Konstans eines elektrischen Feldes, daß, mit Ausnahme der Anode, alle andern in der Röhre befindlichen Elektroden stets ein völlig konstantes Potential gegenüber der Elektonenquelle, der Glühkathode, haben sollen. Die genaueren Bedingungen sollen an Hand dreier Ausführungsformen A, B, C im folgenden abgeleitet und erörtert werden. Vorher sollen die die Erscheinungen beherrschenden Gesetze in allgemeinster Form aufgestellt werden.

Theoretischer Teil.

Für einen beliebigen Stromübergang in einem beliebigen magnetischen Felde gelten zunächst die Gleichungen von Laplace und von Maxwell.

$$1)\quad \text{rot}\,\mathfrak{H} = 4\pi\sigma\mathfrak{v} \qquad 2)\quad \text{rot}\,\mathfrak{E} = 0$$

$$3)\quad div\,\mathfrak{E} = 4\pi\sigma\frac{c^2}{\varepsilon} \qquad 4)\quad div\,\mathfrak{H} = 0$$

Aus 1) folgt

$$div\ \text{rot}\,\mathfrak{H} = 0 = 4\pi\, div(\mathfrak{v}\sigma) \cdot div(\mathfrak{v}\sigma) = 0$$

ist die bekannte Kontinuitätsgleichung. Wird

$$J = \int div(\mathfrak{v}\sigma) \cdot d\tau = 0$$

gebildet wobei $d\tau$ ein Raumelement bedeutet, so ist nach Gauß

$$\int div(\mathfrak{v}\sigma) \cdot d\tau = \int \sigma\mathfrak{v} \cdot d\mathfrak{o} = 0,$$

wobei $d\mathfrak{o}$ die Oberfläche des betrachteten Raumelementes bedeutet. Das Integral besagt, daß durch die Oberfläche eines geschlossenen Raumes, der weder die Glühkathode noch sonst eine Elektronen abgebende oder auffangende Elektrode besitzt, ebenso viele Stromlinien $\mathfrak{v}\sigma$ aus- wie eintreten. Aus 2) folgt $\mathfrak{E} = -\text{grad}\,\varphi$ und aus 3) $\Delta\varphi = -4\pi\sigma\frac{c^2}{\varepsilon} \cdot \mathfrak{H}$, die magnetische Feldstärke, zerlegen wir in 5) $\mathfrak{H} = -\text{grad}\,P + \text{rot}\,\mathfrak{A}$. Es folgt aus 1) $\text{rot}\,\text{rot}\,\mathfrak{A} = 4\pi\sigma\mathfrak{v}$ oder 6) $-\Delta\mathfrak{A} + \text{grad}\ div.\,\mathfrak{A} = 4\pi\sigma\mathfrak{v}$. Durch diese Gleichung wird $\mathfrak{A}$ bestimmt und damit diejenige Komponente der magnetischen Feldstärke, welche von den sich bewegenden Elektronen herrührt, während $-\text{grad}\,P$ diejenige Komponente der magnetischen Feldstärke darstellt, die infolge eines äußeren magnetischen Potentials auftritt. Für dieses gilt eindeutig aus 4) und 5) $\Delta P = 0$. In allen unseren Fällen können wir wegen der geringen Stromdichte in der Röhre annehmen, daß der $\text{grad}\,P$ bei weitem $\text{rot}\,\mathfrak{A}$ überragt.

Jetzt ist nur noch diejenige Beziehung anzugeben, die den Mechanismus des Stromüberganges in der Röhre berücksichtigt. Für das Gleichgewicht der Kräfte an einem Elektron [8]) ergibt sich, da dasselbe im Hochvakuum Reibungswiderstände nicht zu überwinden, also irgendwelche irreversible Arbeit nicht zu leisten hat):

$$m \cdot \frac{d\mathfrak{v}}{dt} = -e\,\mathfrak{E} - \frac{e}{c}\,[\mathfrak{v}, \mathfrak{H}]$$

oder 7) $$\frac{d\mathfrak{v}}{dt} = k\,\text{grad}\,\varphi - \frac{k}{c}\,[\mathfrak{v}, \mathfrak{H}] \qquad k = \frac{e}{m}.$$

Nach einer bekannten Formel ist nun

$$8)\quad \frac{d\mathfrak{v}}{dt} = \frac{\delta\mathfrak{v}}{\delta t} + \frac{1}{2}\,\text{grad}\,\mathfrak{v}^2 - [\mathfrak{v}, \text{rot}\,\mathfrak{v}].$$

[8]) Bestelmeyer in Marx, Handb. d. Radiologie V, 1919, S. 5.

In unserm Falle soll die lokale Änderung $\frac{\delta\mathfrak{v}}{\delta t} = 0$ sein. Ein Vergleich der beiden Formeln 7) und 8) ergibt dann unmittelbar

$$9)\quad k\varphi = \frac{1}{2}\mathfrak{v}^2 + C \qquad 10)\quad \mathfrak{H} = \frac{c}{k}\,\text{rot}\,\mathfrak{v}.$$

9) besagt nichts mehr, als daß sich die kinetische Energie eines Elektrons im Raume proportional mit der Potentialverteilung ändert. Die Gleichungen

$$11)\quad 2k\varphi = \mathfrak{v}^2 + C \quad k\mathfrak{H} = c\,\text{rot}\,\mathfrak{v} \quad div(\mathfrak{v}\sigma) = 0 \quad \Delta\varphi = -4\pi\sigma c^2$$

sind notwendig und hinreichend, um die in ihnen vorkommenden Größen σ, $\mathfrak{v}$, $\mathfrak{H}$, φ zu bestimmen.

Diese allgemeinsten Geichungen wenden wir für einen speziellen Fall an. Wir lassen die Z-Richtung mit der als Glühfaden ausgebildeten, als unendlich lang gedachten Kathode zusammenfallen. Die Kraftlinien eines konstanten und homogenen Magnetfeldes H sollen ebenfalls in der Z-Richtung, also dem Glühfaden parallel, verlaufen. Sämtliche anderen innerhalb der Röhre befindlichen Elektroden sollen derat angeordnet sein, daß sämtliche elektrischen Kraftlinien auf den magnetischen senkrecht stehen. Im übrigen sei das elektrische Feld beliebig gestaltet. Die Elektronen bewegen sich dann nicht schraubenförmig um die Glühkathode, sondern jede Bahnkurve verläuft innerhalb einer XY-Ebene. Um ein übersichtliches Bild von den Vorgängen in einer solchen Röhre zu erhalten, setzen wir explicite $x = f(\alpha, \beta)$ $y = g(\alpha, \beta)$ in die obigen Formeln ein, wobei für α-constans Bahnkurven und für β-constans ihre Trajektorien resultieren sollen. Führt man noch die Wege s und s_1, die Winkel τ und τ_1 ein, wobei s eine Strecke längs einer Bahnkurve und s_1 längs einer Trajektorie darstellt und τ der Winkel einer Tangente einer Bahnkurve mit der Abszisse und τ_1 der Winkel einer Tangente einer Trajektorie mit der Abszisse bedeutet, so resultieren aus den Gleichungen 11) bzw. infolge innerer mathematischer Beziehungen

$$\frac{\delta\, ln(\sigma\varphi)^{1/2}}{\delta\beta} \cdot \frac{\delta s_1}{\delta\alpha} = -\frac{\delta s}{\delta\beta} \cdot \frac{\delta\tau}{\delta\alpha} \qquad \frac{\delta\tau}{\delta\alpha} = \frac{\delta\tau_1}{\delta\alpha}\,\frac{\delta\tau}{\delta\beta} = \frac{\delta\tau_1}{\delta\beta}$$

$$\frac{\delta^2 s}{\delta\alpha\,\delta\beta} = -\frac{\delta s_1}{\delta\alpha} \cdot \frac{\delta\tau}{\delta\beta} \qquad \frac{\delta^2 s_1}{\delta\alpha \cdot \delta\beta} = \frac{\delta s}{\delta\beta} \cdot \frac{\delta\tau}{\delta\alpha}$$

$$\frac{\sqrt{2k}}{c} \cdot H\,\frac{\delta s}{\delta\beta} \cdot \frac{\delta s_1}{\delta\alpha}\,\varphi^{1/2} = 2\varphi\,\frac{\delta s_1}{\delta\alpha} \cdot \frac{\delta\tau}{\delta\beta} - \frac{\delta s}{\delta\beta} \cdot \frac{\delta\varphi}{\delta\alpha}$$

$$4\pi\sigma c^2 \left(\frac{\delta s}{\delta\beta}\right)^3 \cdot \left(\frac{\delta s_1}{\delta\alpha}\right)^3 = -\frac{\delta^2\varphi}{\delta\alpha^2}\left(\frac{\delta s}{\delta\beta}\right)^3 \cdot \frac{\delta s_1}{\delta\alpha} - \frac{\delta^2\varphi}{\delta\beta^2}\left(\frac{\delta s_1}{\delta\alpha}\right)^3 \frac{\delta s}{\delta\beta} +$$
$$+ \frac{\delta\varphi}{\delta\alpha}\left(\frac{\delta s}{\delta\beta}\right)^2 \left[\frac{\delta s}{\delta\beta} \cdot \frac{\delta^2 s_1}{\delta\alpha^2} + \left(\frac{\delta s_1}{\delta\alpha}\right)^2 \frac{\delta\tau}{\delta\beta}\right] +$$
$$+ \frac{\delta\varphi}{\delta\beta}\left(\frac{\delta s_1}{\delta\alpha}\right)^2 \left[\frac{\delta s_1}{\delta\alpha} \cdot \frac{\delta^2 s}{\delta\beta^2} + \left(\frac{\delta s}{\delta\beta}\right)^2 \frac{\delta\tau}{\delta\alpha}\right].$$

Die zu berechnenden Größen sind hier φ, σ, s, s_1, τ. Sie sind dargestellt als Funktionen zweier Parameter α, β. Wir erhalten ein überaus anschauliches Bild der Wirkungsweise, wenn wir bedenken, daß

$$\frac{\frac{\delta\varphi}{\delta\alpha}}{\frac{\delta s_1}{\delta\alpha}} = \left(\frac{\delta\varphi}{\delta s_1}\right)_\beta$$

nichts anderes darstellt, als die Feldstärke längs einer Kurve, für die β-constans ist, also längs einer Trajektorie, daß ferner

$$\frac{\frac{\delta\tau_1}{\delta\alpha}}{\frac{\delta s_1}{\delta\alpha}} = \left(\frac{\delta\tau_1}{\delta s_1}\right)_\beta = r_1$$

die Krümmung einer Trajektorie, daß

$$\frac{\frac{\delta \tau}{\delta \beta}}{\frac{\delta s}{\delta \beta}} = \left(\frac{\delta \tau}{\delta s}\right)_\alpha = r$$

die Krümmung der Bahnkurve darstellt. So erfolgt schließlich:

12a) $$\frac{\sqrt{2k}}{c} \cdot H \cdot \varphi^{1/2} = 2 r \varphi - \left(\frac{\delta \varphi}{\delta s_1}\right)_\beta$$

12b) $$r^2 + r_1^2 = \left(\frac{\delta r}{\delta s_1}\right)_\beta - \left(\frac{\delta r_1}{\delta s}\right)_\alpha$$

12c) $$\left(\frac{\delta \ln (\sigma \varphi^{1/2})}{\delta s}\right)_\alpha = - r_1$$

12d) $$-4 \pi \sigma c^2 = \left(\frac{\delta^2 \varphi}{\delta s^2}\right)_\alpha + \left(\frac{\delta^2 \varphi}{\delta s_1^2}\right)_\beta - r \left(\frac{\delta \varphi}{\delta s_1}\right)_\beta - r_1 \left(\frac{\delta \varphi}{\delta s}\right)_\alpha$$

Betrachten wir jetzt die vier Gleichungen 12) gemeinsam, so wird in Gleichung 12a) eine Spannungserhöhung die Krümmung r der Bahnkurve verändern. Veränderung von r ruft infolge Gleichung 12b) eine Änderung r_1 der Trajektorien hervor. Diese Änderung wirkt infolge Gleichung 12c) auf die Stromdichte $(\sigma \varphi^{1/2})$ ein. Dadurch wird σ bestimmt. Ist aber das neue σ bekannt, so folgt aus Gleichung 12d) die neue Potentialverteilung im Raum. So ist die mathematische Betrachtung in nächsten Einklang mit der physikalischen Wirkungsweise gebracht.

Nach den Betrachtungen auf S. 115 ist der Einfluß der Dichte gering, oder kann der Einfluß der Dichte durch geringes Heizen der Kathode sehr gering gemacht werden. Infolgedessen wird in praxi die Potentialverteilung durch die Gleichung 12d)

$$0 = \frac{\delta^2 \varphi}{\delta s^2} + \frac{\delta^2 \varphi}{\delta s_1^2} - r \frac{\delta \varphi}{\delta s_1} - r_1 \frac{\delta \varphi}{\delta s}$$

bzw. durch die identische Gleichung

$$\frac{\delta^2 \varphi}{\delta x^2} + \frac{\delta^2 \varphi}{\delta y^2} = 0$$

bestimmt, und die Bahnkurve durch

$$r = \frac{\sqrt{2k}\, H \;\varphi^{1/2} + c \frac{\delta \varphi}{\delta s_1}}{2 c \varphi}$$

festgelegt. Hiernach ist die Krümmung der Elektronenbahn proportional

$$\sqrt{2k}\, H \varphi^{1/2} + c \frac{\delta \varphi}{\delta s_1}$$

und umgekehrt proportional $2 c \varphi$. Der Zähler enthält die Summe aus der Feldstärke, welche senkrecht zur Bahn herrscht, und dem Gliede $\sqrt{2k} H \varphi^{1/2}$. Sowohl die „senkrechte" Feldstärke $\frac{\delta \varphi}{\delta s_1}$ wie H kann je nach der Konstruktion der Röhre und Polung der Felder positiv oder negativ sein. Haben sie gleiche Vorzeichen d. h. unterstützen sie sich in ihrer Kraftwirkung, so ist r positiv oder negativ: die Bahnkurve biegt sich dauernd nach links oder dauernd nach rechts. Sind dagegen die Vorzeichen verschieden, d. h. wirken sich das elektrische und das magnetische Feld in bezug auf die Elektronen entgegen, so kann die Bahnkurve nach links oder nach rechts gebogen sein. Sie kann auch gerade sein. An dieser Formel ist merkwürdig, daß r sein Vorzeichen bereits wechseln kann, wenn lediglich φ verändert wird und dabei $\frac{\delta \varphi}{\delta s_1}$ sich wenig oder gar nicht ändert. So resultiert eine Ausführungsform, wie sie die Röhre nach Fig. 1 darstellt. Durch die Platten S_1 und S_2 und die Spannungsdifferenz $(V s_1 - V s_2)$ zwischen ihnen, wird hauptsächlich $\frac{\delta \varphi}{\delta s_1}$ für die aus der Kathode in den Raum austretenden Elektronen bestimmt und konstant gehalten. Ist die Spannung an der Anode niedrig, und damit das Potential allgemein klein, so wird r positiv sein, wenn H eine bestimmte Stärke hat und dem elektrischen Felde engegenwirkt. Die Bahnkurve könnte etwa der Fig. 1a entsprechen: die Anode würde also gar keine oder nur sehr wenig Elektronen erhalten, die Seite S_1 müßte den gesamten Strom aufweisen, die Seite S_2 aber gar keinen. Mit wachsender Anodenspannung wird das Potential φ größer; r nähert sich Null. Die Elektronenbahnen werden gradliniger, die Anode A erhält

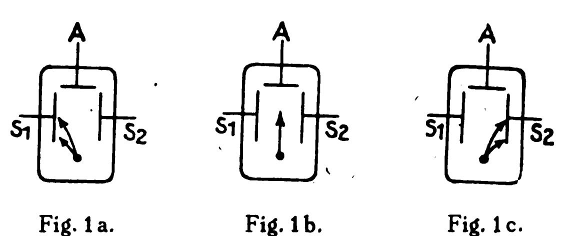


Fig. 1a. Fig. 1b. Fig. 1c.

den Hauptteil des Stromes, während an der linken Seitenplatte S_1 der Strom beträchtlich abgenommen, an der rechten etwas zugenommen haben muß. Fig. 1b. Wird jetzt die Spannung an der Anode weiter gesteigert, also auch φ vergrößert, so wird r negativ, die Bahnen werden nach rechts gekrümmt, also gemäß Fig. 1c verlaufen. Der Strom in die Seite S_1 muß zu fließen aufgehört haben, der Anodenstrom muß beträchtlich kleiner geworden sein, und der Hauptstrom muß bei der Seitenplatte S_2 vorzufinden sein. Hier finden wir die gesuchte fallende Charakteristik: der Anodenstrom nimmt mit wachsender Spannung erst zu, erreicht ein Maximum und nimmt mit weiter zunehmender Spannung ab. Im praktischen Teil wird dieses theoretische Ergebnis experimentell geprüft und bestätigt werden. Die Röhre (Form A) verkörpert in einfachster Weise das oben angegebene Prinzip; ihre Wirkungsweise erscheint theoretisch klargestellt.

Es fragt sich nun, ob die Konstruktion Form A (Fig. 1) nicht vereinfacht werden und die Elektrodenzahl verringert werden kann.

Wandern in der Röhre nach Fig. 1 die Elektronen mit wachsender Anodenspannung von der linken Seitenplatte über die Anode zur rechten Seitenplatte, so können wir ja auch schließlich verlangen, daß sich die Elektronen zum Glühdraht zurückbewegen, anstatt an die rechte Seitenplatte zu wandern. Die rechte Seitenplatte scheint uns so entbehrlich zu sein, während der Glühfaden, die Anode und

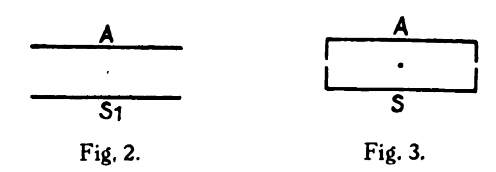


Fig. 2. Fig. 3.

die linke Seitenplatte notwendig sind. Für die theoretische Behandlung am zugänglichsten ist wegen der einfachen elektrischen Felder, die sich zwischen den Elektroden ausbilden, eine Konstruktion nach Fig. 2. Der Glühdraht befindet sich in der Mitte zwischen zwei Platten. Die obere Platte ist Anode, die untere entspricht der früheren Seite S_1. Um offene Stellen und damit zusammenhängende etwaige störende Aufladungen an den Glaswänden zu vermeiden, fügen wir am Rande Kanten hinzu (Fig. 3), oder besser: wir geben der Konstruktion die geometrisch vorteilhaftere Form nach Fig. 4. Hier befindet sich der Glühdraht als gemeinsame Achse zwischen zwei Halbzylindern. Diese Röhre,

Form B, besitzt in der Tat bei bestimmten konstanten und homogenen magnetischen Feldern — die magnetischen Kraftlinien durchsetzen die Röhre wiederum in Richtung des Glühfadens, stehen also senkrecht zur Zeichenebene — eine gut ausgebildete fallende Charakteristik.

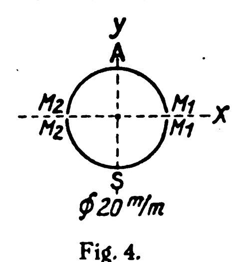


Fig. 4.

Die Form B (Fig. 4) läßt eine einfache Deutung der fallenden Charakteristik zu. In der Röhre können wir drei Räume mit verschiedenen Funktionen unterscheiden. Der erste Raum befindet sich in unmittelbarer Nähe des Glühfadens. Dieser Raum wird hauptsächlich von den vom Glühdraht radial ausgehenden elektrischen Kraftlinien durchsetzt. Der ganze übrige Raum wird, wenn die beiden Zylinderhälften verschiedene Potentiale haben, hauptsächlich von den Kraftlinien zwischen den beiden Zylinderhälften erfüllt sein. Insbesondere unterscheiden wir in unmittelbarer Nähe der Kanten M_1 und M_2 einen dritten Raum, in dem das elektrische Feld beträchtliche Werte annehmen kann. Die Wirkungen in den drei Räumen seien im folgenden getrennt betrachtet.

1. Der Raum am Glühfaden.

V_a sei die Spannung zwischen Anodenzylinderhälfte und Kathode, V_s die Spannung zwischen Seitenzylinderhälfte und Kathode, J_a bzw. J_s die dazugehörigen Ströme. Ist nun $V_a = V_s = V$, so haben wir einen Glühdraht als Achse eines homogenen Zylinders. Sämtliche Aequipotentialflächen sind Zylinder, die Gleichungen 11) nehmen hier die bekannte Form an:

13a) $$2k\varphi = v_r^2 + v_\vartheta^2$$

13b) $$kH = c\,\mathrm{rot}_z\,\mathfrak{v} = \frac{c}{r}\,\frac{d(r v_\vartheta)}{dr}$$

13c) $div(\mathfrak{v}\sigma) = 0$ 13d) $\Delta\varphi = -4\pi\sigma c^2$

Die zweite Gleichung intregriert, liefert

$$v_\vartheta = \frac{C_1}{r} + \frac{kHr}{2c},$$

wobei C_1 durch die Anfangsbedingungen am Faden bestimmt wird.

$$v_\vartheta = \frac{C_1}{r} + \frac{kHr}{2c}$$

in 13a eingesetzt, liefert für

$$v_r = \pm\sqrt{2k\varphi - \left[\frac{C_1}{r} + \frac{kHr}{2c}\right]^2}.$$

Wenn $H = 0$ ist, so ist v_r reell. Es existiert ein bestimmter radialer Strom. Je größer H gemacht wird, desto kleiner wird v_r und damit der radiale Strom. Bei gegebenem Potential φ und gegebenem konstanten und homogenen magnetischen Felde H existiert offenbar ein Radius r' für den $v_r = 0$ ist. Jenseits dieses „Grenzzylinders" mit dem Radius r' ist v_r imaginär: ein radialer Strom existiert außerhalb des Grenzzylinders nicht mehr. Die Elektronen wandern dann in gekrümmter Bahn vom Glühdraht fort, bis sie einen Abstand r' vom Mittelpunkt des Fadens, also den Grenzzylinder, erreicht haben. Hier ist $v_r = 0$ und v_ϑ existiert mit seinem größten Wert allein. Weiterhin fliegen die Elektronen mit der gewonnenen kinetischen Energie zum Glühdraht zurück; v_r wechselt dabei sein Vorzeichen. Liegen die Elektrodenzylinder außerhalb des Grenzzylinders, so werden sie von Elektronen nicht erreicht: der Anodenstrom bleibt Null. Für uns ist hier nur von Bedeutung, daß die Elektronen unter dem Einfluß des radialen Feldes lediglich aus dem Glühdraht herausgezogen werden und in den umgebenden Raum hinausschwärmen, ohne eine der kalten Elektroden, die sich bei uns stets außerhalb des Grenzzylinders befinden sollen, zu erreichen.

Nun betrachten wir den Fall, daß die beiden Zylinderhälften verschiedene, aber nicht größere Spannungen als V erhalten. Bei oberflächlicher Betrachtung könnte es erscheinen, als wenn auch jetzt ein Elektronenstrom in die Elektroden, die außerhalb des Grenzzylinders liegen, nicht zustande kommt. Denn die vom Glühdraht ausgehenden Kraftlinien werden höchstens geschwächt. Wir wissen jedoch, daß, wenn $V_a \neq V_s$ ist, außer dem am Glühfaden ansetzenden radialen Felde dann noch ein elektrisches Feld $\mathfrak{E}_y$, zwischen den Zylinderhälften existiert, und dieses ändert die Erscheinungen von Grund aus.

2. Der Raum zwischen den Zylinderhälften.

Um die Betrachtung zu vereinfachen, denken wir uns zunächst den Glühdraht entfernt und stellen uns vor, daß sich im Koordinatennullpunkt ein Elektron mit irgendeiner Anfangsgeschwindigkeit v_{x_0}, v_{y_0} im Raum zwischen den beiden Zylinderhälften lediglich unter dem Einfluß der zwischen diesen übertretenden Kraftlinien $\mathfrak{E}_y$ befindet (Fig. 4). Die Potentialverteilung zwischen den Zylinderhälften wird bei einer, hier vorausgesetzten, zu vernachlässigenden oder nicht vorhandenen Elektronendichte durch folgende Lösung der Laplaceschen Gleichung $\Delta\varphi = 0$ wiedergegeben:

$$\varphi = \frac{Vs - Va}{\pi}\ \mathrm{arc\ tg}\ \frac{2yR}{x^2 + y^2 - R^2} + \frac{3Va - Vs}{2}$$

In der Tat resultiert für $y = +\sqrt{R^2 - x^2}$

$$\varphi = \frac{Vs - Va}{\pi}\ \mathrm{arc\ tg} + \infty + \frac{3Va - Vs}{2} = Va$$

also die Anodenzylinderspannung, und für $y = -\sqrt{R^2 - x^2}$

$$\varphi = \frac{Vs - Va}{\pi}\ \mathrm{arc\ tg} - \infty + \frac{3Va - Vs}{2} = Vs$$

also die Seitenzylinderspannung. Für die Feldstärken folgt

15) $$\mathfrak{E}_x = -\frac{\delta\varphi}{\delta x} = \frac{Vs - Va}{\pi}\cdot\frac{4Rxy}{(x^2 + y^2 - R^2)^2 + 4R^2y^2}$$

$$\mathfrak{E}_y = -\frac{\delta\varphi}{\delta y} = -\frac{(Vs - Va)}{\pi}\cdot\frac{2R(x^2 - y^2 - R^2)}{(x^2 + y^2 - R^2)^2 + 4R^2y^2}$$

In der Nähe der Abszisse ($y = 0$) wird $\mathfrak{E}x$ sehr annähernd gleich Null und

$$\mathfrak{E}y = \frac{Vs - Va}{\pi}\cdot\frac{2R}{R^2 - x^2}.$$

$\mathfrak{E}_y$ hat noch in größerer Umgebung des Koordinatennullpunktes den recht konstanten Wert

$$\mathfrak{E}y = \frac{2(Vs - Va)}{\pi R}.$$

Die Bewegungsgleichung 7 lautet infolgedessen

$$\frac{dv_x}{dt} = -\frac{k}{c}Hv_y \qquad \frac{dv_y}{dt} = -k\,\mathfrak{E}_y + \frac{k}{c}Hv_x$$

Sie läßt sich bekanntlich leicht intregrieren

14) $$x = D_0 + \frac{c\,\mathfrak{E}_y}{H}\,t + \varrho\sin(at - \beta)$$
$$v_x = -\frac{c\,\mathfrak{E}_y}{H} + \varrho\,a\cos(at - \beta)$$
$$y = D - \varrho\cos(at - \beta)$$
$$v_y = +\varrho\,a\sin(at - \beta)$$

wobei

$$\varrho^2 a^2 = \left(v_{x_0} - \frac{c\,\mathfrak{E}_y}{H}\right)^2 + v_{y_0}^2 \qquad a = \frac{k\,H}{c}$$

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{H\,v_{y_0}}{c\,\mathfrak{E}_y - H\,v_{x_0}}.$$

Für $\mathfrak{E}_y$ gilt der obige Wert

15) $$\mathfrak{E}_y = \frac{2\,(Vs - Va)}{\pi R}$$

Die Bahnkurven sind folgende

für $\mathfrak{E}_y = 0$ ein Kreis $(x - D_0)^2 + (y - D)^2 = \varrho^2$

für $\varrho\,a > \frac{c\,\mathfrak{E}_y}{H}$ eine verschlungene Zykloide

für $\varrho\,a = \frac{c\,\mathfrak{E}_y}{H}$ eine gemeine Zykloide

für $\varrho\,a < \frac{c\,\mathfrak{E}_y}{H}$ eine gedehnte Zykloide.

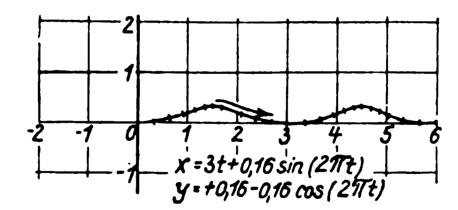


Fig. 5.

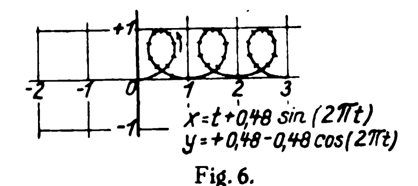


Fig. 6.

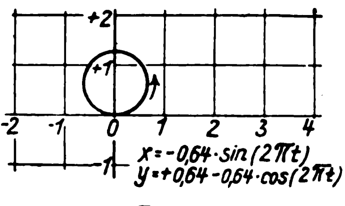


Fig. 7.

In den Fig. 5—7 sind einige Fälle gezeichnet. Es ist bei ihnen angenommen, daß das Elektron die Anfangsgeschwindigkeit

$$v_{y_0} = 0 \qquad v_{x_0} = 4$$

hat. Im übrigen ist in den Figuren $a = 2\pi$ gesetzt. Die Gleichungen lauten mit Berücksichtigung der Anfangsbedingungen

$$x = \frac{c\,\mathfrak{E}_y}{H}\,t + \frac{\left(4 - \frac{c\,\mathfrak{E}_y}{H}\right)}{2\pi}\,\sin 2\pi t$$

$$y = \frac{4 - \frac{c\,\mathfrak{E}_y}{H}}{2\pi}\,(1 - \cos 2\pi t)$$

Fig. 5 stellt die Elektronenbahn für großes $\mathfrak{E}_y$

$$\left(\frac{c\,\mathfrak{E}_y}{H} = 3\right)$$

dar. Fig. 6 zeigt die Elektronenbahn bei kleinerem $\mathfrak{E}_y$

$$\left(\frac{c\,\mathfrak{E}_y}{H} = 1\right)$$

Im ersteren Falle ist die Zykloide geschweift, im zweiten Falle hat sich die Zykloide aus einer geschweiften in eine verschlungene verwandelt. Allgemein ist der Bewegungsdrang des Elektrons in Richtung der Abszisse kleiner geworden. Für $\mathfrak{E}_y = 0$ ist er gleich Null geworden. Das Elektron beschreibt einen Kreis nach Fig. 7. In allen drei Fällen entfernt sich das Elektron nur unwesentlich von der Abszisse.

Aus den Formeln 14 ist ersichtlich, daß v_y zwichen den Werten $+\varrho a$ und $-\varrho a$ schwankt. Die mittlere fortschreitende Geschwindigkeit von v_y ist demnach Null. Auch v_x schwankt, und zwar zwischen

$$\frac{c\,\mathfrak{E}_y}{H} + \varrho\,a \qquad \text{und} \qquad \frac{c\,\mathfrak{E}_y}{H} - \varrho\,a$$

Die mittlere fortschreitende Geschwindigkeit von v_x ist hier nicht Null, sondern

$$g = \frac{c\,\mathfrak{E}_y}{H}.$$

g ist unabhängig von der Anfangsgeschwindigkeit des Elektrons. Die Geschwindigkeit g ist es, die ein Herausrollen des Elektrons aus der Nähe des Koordinatennullpunktes längs der Abszisse bewirkt.

Trotz dieser mathematischen Erkenntnis fragen wir uns an Hand der Kurven:

1. Warum bleiben die Elektronen am Orte, wenn $Va = Vs$ also $\mathfrak{E}_y = 0$ ist?
2. Wodurch kommt überhaupt bei $Va \neq Vs$ das Herausrollen zustande?

Es ist zunächst klar, daß ein mit irgendeiner Anfangsgeschwindigkeit behaftetes Elektron lediglich in dem homogenen und konstanten magnetischen Felde einen Kreis beschreiben muß. Das magnetische Feld übt dabei die Zentripetalkraft aus. Setzen wir in der Formel 12a φ - constans, so resultiert in der Tat

$$r = \frac{H}{c}\sqrt{\frac{k}{2\varphi}} = \text{constans}.$$

An jedem Punkt der Bahnkurve ist die Krümmung bzw. die Zentripetalkraft gleich groß.

Denken wir uns jetzt den Elektronenkreis auch noch in dem elektrischen Felde $\mathfrak{E}_y$, das auf das Elektron die gezeichneten Beschleunigungen ausübt (Fig. 8), so ist ersichtlich, daß sich an der oberen Peripherie die Kräfte, die vom elek-

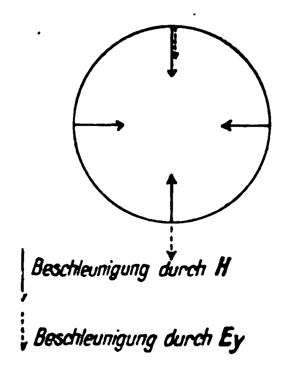


Fig. 8.

trischen und magnetischen Felde auf das Elektron ausgeübt werden, addieren, an der unteren Peripherie aber subtrahieren. Die resultierenden Kräfte haben zwar immer noch die Richtung nach innen senkrecht zur Elektronenbahn, aber sie sind an den oberen und unteren Stellen der Kurve verschieden stark. Daher gilt für die obere Krümmung nach 12a)

$$r = \frac{\sqrt{2\,k}\,H\,\varphi^{1/2} + c\,\mathfrak{E}_y}{2\,c\,\varphi},$$

für die untere

$$r = \frac{\sqrt{2\,k\,H}\,\varphi^{1/2} - c\,\mathfrak{E}_y}{2\,c\,\varphi}.$$

Infolge dieser Ungleichheit der Kräfte und der Krümmungen, die erst durch das Vorhandensein eines elektrischen Feldes hervorgerufen wird, kann das Elektron nicht mehr im Kreise laufen. Es kommen die Zykloiden zustande, die um so größere Krümmungsunterschiede aufweisen und damit eine um so größere „Herausrollgeschwindigkeit" g, je größer $\mathfrak{E}_y$ ist. Die Geschwindigkeit g hat im übrigen eine Richtung senkrecht zum Felde $\mathfrak{E}_y$ und senkrecht zum magnetischen Felde.

Dem betrachteten Elektron folgen an der Anfangsstelle hintereinander viele andere. Alle Elektronen, die dieselbe Anfangsstelle und Anfangsgeschwindigkeit haben, laufen hintereinander auch dieselbe Bahn.

Über die Anfangsstellen der zuletzt betrachteten Kurven und über die Anfangsgeschwindigkeiten der Elektronen können wir folgendes aussagen: Auf Seite 118 wurde dargetan, wie die Elektronen unter dem Einfluß eines als allein vorhanden vorausgesetzten radialen elektrischen Feldes aus dem Glühdraht herausgezogen werden und den Glühdraht umschwärmen, wobei sie einen gewissen Grenzzylinder nicht überschreiten. Wir müssen uns nun vorstellen, daß die Anfangsstellen unserer Zykloiden innerhalb dieses Grenzzylinders oder auf demselben liegen, und daß die Anfangsgeschwindigkeiten diejenigen sind, welche die Elektronen innerhalb des Grenzzylinders haben. Wie der Übergang, der mathematisch schwierig zu erfassen ist, auch sein mag, die Hetausrollgeschwindigkkeit g, auf die es uns allein ankommt, kann dadurch kaum beeinflußt werden, weil ja g unabhängig von v_{x_0} und v_{y_0} ist.

Die Anfangsstellen für die Zykloiden innerhalb des Grenzzylinders sind unendlich viele. So bildet sich ein Zykloidengemenge aus. Alle Elektronen bewegen sich mit der gleichbleibenden mittleren Geschwindigkeit

$$16)\qquad g = \frac{c\,\mathfrak{E}_y}{H} = \frac{2\,c\,(Vs - Va)}{\pi\,R\,H}$$

(vgl. Formel 14, 15) in unmittelbarer Nähe der Abszisse fort, und zwar nach rechts oder nach links, je nachdem

$$g = \frac{2\,c\,(Vs - Va)}{\pi\,R\,H}$$

positiv oder negativ ist. Ist $Va = 0$, so hat g den großen positiven Wert

$$g = \frac{2\,c\,Vs}{\pi\,R\,H}:$$

die Elektronen wandern mit großer Geschwindigkeit nach rechts (Fig. 5). Wird Va vergrößert, so wird g kleiner, um für $Va = Vs$ den Wert Null anzunehmen, d. h. die rollenden Elektronenkreise verlangsamen ihre Geschwindigkeit, um für $g = 0$ innerhalb des Grenzzylinders zu verbleiben (Fig. 6, 7). Für noch größeres Va wird g negativ und absolut wieder größer: die Elektronenkreise rollen mit großer Geschwindigkeit aus dem Grenzzylinder wieder heraus, aber jetzt nach links.

Der dritte Raum (an den Kanten).

Wir wenden uns jetzt dem dritten Raum in der Röhre zu (Fig. 4): der Kante M_1 bzw. M_2, wohin die Elektronen wandern. Hier ist $x = \pm R$ und $\mathfrak{E}_y$ nimmt nach Gleichung 15) sehr große Werte an, die bis auf unendlich anwachsen würden, wenn es konstruktiv möglich wäre, die Zylinderhälften unendlich dicht aneinander stoßen zu lassen. Infolge des großen $\mathfrak{E}_y$ spielt hier die magnetische Kraft bei der Ablenkung und Verteilung der Elektronen eine weniger einflußreiche Rolle. Die Elektronen werden vielmehr hauptsächlich gemäß dem Felde $\mathfrak{E}_y$ auf den unteren und oberen Zylinder verteilt. So erhält bei kleinem Va und großem Vs der Seitenzylinder den ganzen Strom. Mit wachsender Spannung Va wird der Gesamtstrom mehr zur Anode hin und von der Seite weg gelenkt, während bei noch höheren Anodenspannungen die Anode den Gesamtstrom fast ganz auf sich zieht und der Seitenstrom Null zustrebt.

Zusammengefaßt ergibt sich bei der letzten Konstruktion (Form B) für die Wirkungsweise folgendes Bild: Ist Va sehr klein, so ist $\mathfrak{E}_y$ sehr groß, also auch g und damit der Gesamtstrom. Infolge des starken Kantenfeldes wandert dieser Gesamtstrom hauptsächlich zum Seitenzylinder, der Anodenstrom ist klein. Wird jetzt Va größer, so wird das Kantenfeld schwächer, der Gesamtstrom wandert zu einem Teil in die Anode, der Anodenstrom wächst an. (Ansteigender Ast.) Andererseits muß der Anodenstrom bei größerem Va deswegen abnehmen, weil mit größer werdendem Va der Gesamtstrom infolge kleineren g abnimmt. (Abfallender Ast.)

Im übrigen ist ersichtlich, daß die fallende Charakteristik in dem Bereiche $0 < Va < Vs$ liegt.

Form C.

An der Form B stört noch die letzte Bedingung $0 < Va < Vs$ dann, wenn etwa die Anodenspannung erhöht werden muß, während die Seitenspannung auf kleinen Werten gehalten werden soll. Mit anderen Worten: die fallende Charakteristik soll in einen Anodenspannungsbereich verschoben werden können, in dem $Va > Vs$ ist. Diese Aufgabe wurde in der Weise gelöst, daß die Anode zum Teil durchbrochen

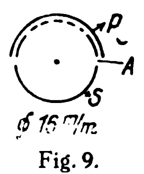


Fig. 9.

gestaltet wurde und dahinter eine negativ aufgeladene Platte P (Fig. 9) angeordnet wurde. Die genaueren Daten gehen aus der Figur hervor. In dieser Röhre setzt sich das Feld $\mathfrak{E}_y'$ zwischen den Zylindern aus dem Feld K zwischen Seite S und negativer Platte P einerseits und dem alten Felde $\mathfrak{E}_y$ zwischen Seite S und Anode A andererseits zusammen:

$$\mathfrak{E}_y' = K + \mathfrak{E}_y.$$

Je negativer die Platte P gemacht wird, desto größer wird K. Zu einem bestimmten K und $\mathfrak{E}y$ gehört ein gewisser Anodenstrom. Wird K vergrößert, so muß $\mathfrak{E}y$ verkleinert werden, um denselben Anodenstrom zu erhalten. Mit anderen Worten ausgedrückt: je größer K ist, bei desto kleinerem $\mathfrak{E}_y$, also höherem Va liegt die Anodenstromcharakteristik. Auf diese Art kann durch Regulierung der negativen konstanten Plattenspannung die Charakteristik in jeden beliebig hohen Anodenspannungsbereich verschoben werden.

(Fortsetzung folgt.)

Referate.

R. Bown und G. D. Gillett. Die Ausbreitung der Wellen von Rundfunksendern über Stadtbezirken. (Destribution of Radio Waves from Broadcasting Stations over City Districts.) Proc. Inst. Radio Eng. **12**, 395—410, 1924.

Mit einem Rahmenempfänger, der auf einem Automobil montiert war, haben die Verfasser die Feldstärke von Rundfunksendern ($\lambda = 469$ bzw. 492 m) in und in der Umgebung von Washington D. C. und New-York gemessen. Die Messungen waren alle bei Tage und in einer solchen Entfernung vom Sender gemacht, daß die zeitlichen Änderungen der Feldstärke noch keine wesentliche Rolle spielten. Die Resultate sind in besonders hübscher und anschaulicher Weise dargestellt durch Kurven, welche die Abnahme der Feldstärke längs gewisser Bahnen und gleichzeitig auch das Profil des Geländes längs dieses Weges darstellen, und außerdem durch Niveaulinien (Linien gleicher Feldstärke), die in die Karte und sogar in eine Fliegeraufnahme des Geländes eingetragen sind. Beim Zeichnen dieser Niveaulinien haben die Verfasser, wie sie selbst zugeben, von dem Recht der Intra- und Extrapolation einen etwas ausgedehnten Gebrauch gemacht, aber im großen und ganzen werden die Linien doch wohl die Verhältnisse annähernd richtig wiedergeben.

Bei der Ausbreitung der Wellen über Städte und deren Umgebung handelt es sich im wesentlichen um den Einfluß folgender Faktoren:

1. Die verschiedenen elektrischen Konstanten der Erdoberfläche — Süßwasser, Salzwasser, trockenes, nasses Land, Felsen usw.
2. Unebenheiten des Bodens — Hügel, Berge, Täler.
3. Absorbierende Bauten — große Gebäude, Türme, deren Metallkonstruktionen unter Umständen annähernd in Resonanz mit der Frequenz der Wellen sein und Anlaß zu selektiver Absorption geben können.

Die Beobachtungen zeigen klar die folgenden Erscheinungen:

1. die viel größere Absorption der Wellen über trockenem Boden als über feuchtem oder über Wasser. Legt man die Austin-Cohensche Formel zugrunde, in welcher der Absorptionsfaktor — Wellenlänge und Abstand in Kilometer ausgedrückt — für Tag und Seewasser gewöhnlich zu 0,0015 angenommen wird, so finden die Verfasser für trockenen Boden 0,028, für nassen 0,009 und für Seewasser 0,0025. Die Zahl 0,028 für trockenen Boden würde bedeuten, daß bei einer Wellenlänge von 400 m die Feldstärke in einer Entfernung von 100 km bei einer Ausbreitung der Wellen über trockenen Boden ungefähr 70 mal kleiner sein würde als über Seewasser (für letzteren Fall den Faktor 0,0015 vorausgesetzt).
2. den Schatten, den Berge und große Gebäude, insbesondere die Wolkenkratzer von New York, werfen. Unmittelbar hinter diesen Hindernissen sinkt die Feldstärke sehr stark, um dann in größerer Entfernung hinter denselben allmählich auf den normalen Wert anzusteigen, und zwar, wie die Verfasser annehmen, durch Energiezufuhr von oben.
3. eine Ausbreitung der Wellen von den Wasserstraßen nach trockenem Gelände. Das ergibt sich aus der Bestimmung der Richtung der Wellen auf trockenem Lande in der Nähe der Wasserstraßen. Diese zeigt hier nicht nach dem Sender, sondern besitzt eine Komponente aus der Richtung der Wasserstaße, wie wenn die Wellen mindestens teilweise den Wasserstraßen folgten, um sich von dort aus seitlich auf das die Wasserstraße umgebende trockene Land auszubreiten.

Zenneck.

H. De A. Donisthorpe. Die Marconi-Vier-Elektroden-Röhre und ihre Schaltung. (The Marconi four-Electrode Tube and its Circuit.) Proc. Inst. Radio Eng. **12**, 411—421, 1924.

Der Verfasser unterscheidet drei Arten von Vier-Elektroden-Röhren.

1. Solche mit zwei Gittern, außer der Glühkathode und der Anode (Doppel-Gitter-Röhre).
2. Solche mit zwei Anoden außer der Glühkathode und dem Gitter.
3. Solche mit drei Anoden außer der Glühkathode.

Nach einer Einleitung über die Zwei-Gitter-Röhre von Majorana (1912) und die Röhre von Fleming mit ihren drei Anoden, von denen zwei Steuerorgane sind, folgt eine Beschreibung der Doppelgitter-Röhre der Marconi-Gesellschaft. Die Röhre besitzt eine zylindrische Anode und einen damit gleichachsigen Glühdraht. Zwischen beiden befinden sich die beiden Gitter. Das innere hat die Form einer Spirale, das äußere diejenige eines weitmaschigen Zylinders; die Konstruktion der Röhre bietet also gegenüber den sonst bekannten Doppelgitter-Röhren keine Besonderheit.

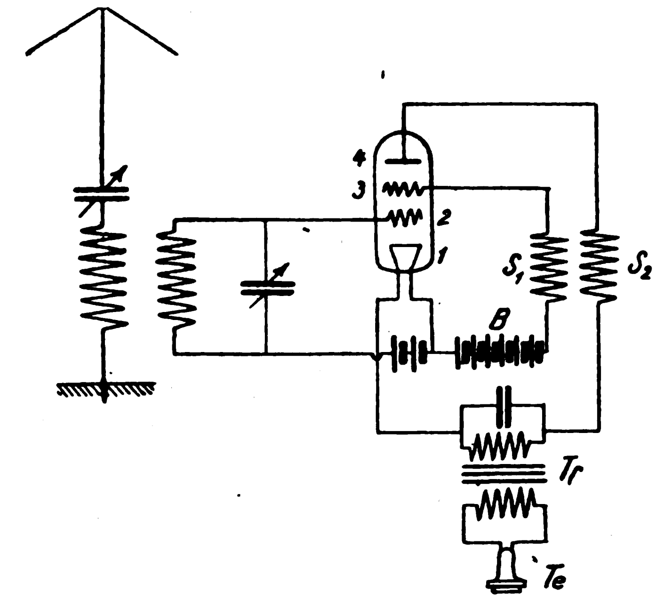


Fig. 1.

Von Interesse sind die Schaltungen, die für die Röhre angegeben werden und in denen sie zum Teil gleichzeitig die Rolle eines Hochfrequenzverstärkers, eines Detektors und eines Niederfrequenzverstärkers spielt. Als Beispiel sei die in der nebenstehenden Figur dargestellte Schaltung angeführt, in der die Röhre gleichzeitig als Hochfrequenzverstärker und als Detektor gebraucht ist. Daß die Röhre als Hochfrequenzverstärker wirkt, ist ohne weiteres klar, da die Leitung 3 $S_1 B$ dem Anodenkreis, das innere Gitter 2 dem Gitter einer gewöhnlichen Verstärker-Röhre entspricht. Die Detektor- (Gleichrichter-) Wirkung kommt dadurch zustande, daß eine periodische EMK, wie sie von der Spule S_1 auf die Spule S_2 induziert wird, nur in denjenigen Halbperioden einen Strom in der Leitung 4 S_2 Tr 1 hervorruft,

in denen die Anode 4 gegenüber dem Glühfaden 1 eine positive Spannung bekommt.

In ähnlicher Weise läßt sich dann die Röhre auch noch so schalten, daß sie nicht nur als Hochfrequenzverstärker und Detektor, sondern gleichzeitig auch noch als Niederfrequenzverstärker arbeitet (in Fig. 8 der Arbeit ist eine solche Schaltung angegeben).

Der Verfasser betont, daß Verstärker-Anordnungen, die für die Röhre in Gebrauch sind, eine verhältnismäßig kräftige Verstärkung von schwachen Zeichen, dagegen eine viel schwächere bei starken Zeichen geben, was gerade für Schiffsbetrieb besonders günstig sein würde. Als normale Lebensdauer der Röhren gibt er 1300 Stunden an. Die Röhren sind in ausgedehntem Gebrauch bei den englischen Handelslinien, die zwischen England und Australien verkehren.

Zenneck.

N. C. Little. Die kritische Rückkopplung. (The limit of regeneration.) Proc. Inst. Radio Eng. **12**, 479 bis 483, 1924.

Untersucht werden die Verhältnisse in einem schwingungsfähigen System, das mit einer Elektronenröhre rückgekoppelt ist, und zwar für den kritischen Fall, daß die Rückkopplung bis unmittelbar vor denjenigen Wert gesteigert ist, bei dem Selbsterregung eintritt. Ein Arbeiten bei dieser kritischen Einstellung ist nur möglich, wenn man die Variation der Rückkopplung viel feiner macht als das gewöhnlich der Fall ist. Der Verfasser erreicht dies, indem er außer der normalen Rückkopplungsspule mit verhältnismäßig vielen Windungen noch eine zweite, fein einstellbar mit nur einer Windung verwendet. Auf diese Weise ist es ihm nach seiner Angabe möglich, den Rückkopplungskoeffizienten in Stufen von ca. 0,0001% zu variieren.

Benutzt man ein solches System in der kritischen Einstellung als Empfänger, so gilt nach den Versuchen des Verfassers bei dieser kritischen Einstellung, aber auch nur bei dieser, daß die Amplitude des Stroms im Anodenkreis in weiten Grenzen unabhängig ist von der Amplitude der Spannung, die auf das Gitter wirkt. Es wird also praktisch die Stärke der Zeichen in weiten Grenzen unabhängig von der Intensität der auffallenden Wellen.

Bei dieser kritischen Rückkopplung wird die Dämpfungsreduktion so groß, daß z. B. schon Temperaturschwankungen des Widerstandes in den Spulen sich bemerkbar machen. Der wirksame Widerstand des Systems, der trotz der Dämpfungsreduktion noch übrig bleibt, ist nicht eine Funktion der Rückkopplung allein, sondern wegen des nichtlinearen Verlaufs der charakteristischen Kurven der Röhren noch abhängig von der Amplitude der auf das System wirkenden EMK.

Die praktischen Schlüsse, die der Verfasser aus seinen Versuchen zieht, sind folgende.

1. Wenn man die Vorteile, welche die kritische Rückkopplung bietet, voll ausnützen will, so müßte auch bei den technisch gebrauchten Empfängern die Rückkopplung in ähnlicher Weise, wie oben angegeben, viel feiner einstellbar sein, als dies bisher üblich war. Man ist dann im Stande, bis an die kritische Rückkopplung heranzugehen, ohne ein Umkippen in den Zustand der Selbsterregung befürchten zu müssen.

2. Empfänger mit einer so extremen Dämpfungsreduktion haben außerordentlich scharfe Resonanzkurven; sie sind also bei der drahtlosen Telegraphie wertvoll, wenn höchste Selektivität verlangt wird. Aus demselben Grunde ist aber ein Empfänger mit der kritischen Rückkopplung nicht für drahtlose Telephonie geeignet. Für diesen Fall empfiehlt der Verfasser eine Anordnung, deren Rückkopplung etwas unterhalb des kritischen Wertes liegt und in der die zur Rückkopplung verwendete Röhre nicht gleichzeitig als Detektor verwendet wird.

3. Da bei der kritischen Rückkopplung nach dem oben Gesagten die Stärke der Zeichen in weiten Grenzen von der Intensität der auffallenden Wellen unabhängig ist, so läßt sich mit einem solchen einfachen Empfangssystem eine nahezu unbegrenzte Empfindlichkeit erreichen.

Nicht erwähnt in der Arbeit ist die Frage, wie sich ein solches Empfangssystem, dessen Rückkopplung bis zur kritischen Grenze getrieben ist, praktisch verhält, wenn die Frequenz des Senders nicht ganz konstant ist. Zenneck.

A. N. Goldsmith und J. P. Minton. Die Leistung und Theorie von Schalltrichtern für Lautsprecher. (The performance and theory of loud speaker horns.) Proc. Inst. Radio Eng. **12**, 423—478, 1924.

1. Der experimentelle Teil der Arbeit beschäftigt sich mit der Lautstärke von konischen Schalltrichtern, die durch einen Röhren-Generator mit Frequenzen bis zu ca. 4000/sec. betrieben wurden. Dabei wurde die Länge der Trichter zwischen 30 und 305 cm, die Öffnung zwischen 5 und 90 cm variiert; sie waren aus stark galvanisiertem Eisenblech angefertigt.

Alle Schalltrichter zeigen natürlich ausgesprochene Resonanzeffekte, d. h. die Lautstärke, die sie liefern, besitzt Maxima für eine bestimmte Reihe von Frequenzen. Trägt man also die Lautstärke in ihrer Abhängigkeit von der Frequenz auf, so erhält man Kurven — in der Arbeit sind zahlreiche angegeben —, die eine große Zahl von Stellen maximaler und dazwischen minimaler Höhe besitzen. Die Hauptaufgabe der Arbeit war, festzustellen, bei welchen Dimensionen der Unterschied der Maxima und Minima möglichst klein ist. Es ist zu erwarten, daß Schalltrichter, bei denen das zutrifft, die verschiedensten Frequenzen am gleichmäßigsten und damit Sprache oder Musik am reinsten wiedergeben. Es zeigte sich, daß es für jede Länge des Schalltrichters einen bestimmten Kegelwinkel gibt, bei dem der Schalltrichter die eben angegebene Bedingung am besten erfüllt. Ungünstig waren alle Schalltrichter mit kleinen Öffnungen bzw. kleinem Kegelwinkel. Die besten Resultate wurden erhalten mit Trichtern, deren Länge verhältnismäßig groß, z. B. 180 cm, war und die dabei eine Öffnung mittlerer Größe, z. B. 30 cm, hatten.

2. In dem sehr ausführlichen theorethischen Teil sind die Luftschwingungen in Trichtern untersucht, deren Erzeugende Gerade (konische Schalltrichter) Exponentialkurven und Parabeln sind. Dabei ist die Rechnung zuerst für unendliche Länge, nachher aber auch für endliche Länge der Trichter durchgeführt. Diese theoretischen Untersuchungen schließen sich an diejenigen von Lord Rayleigh, A. G. Webster, G. W. Stewart und eine neuere von Slepian und Hanna an und erweitern diese Arbeiten nach den verschiedensten Richtungen.

Zenneck.

J. Erskine-Murray. Die Berechnung der Induktivitäten und Kapazitäten von Sendern oder Empfängern mit verschiedenen Frequenzbereichen, wenn der Gesamtbereich und die Ablesegenauigkeit gegeben ist. (On the Calculation of the Inductances and Capacities for a multi-range or other consecutive series of tuned transmitting or receiving Circuits, the total range and accuracy required being given.) Proc. Inst. Radio Eng. **12**, 485—496, 1924.

Die Arbeit enthält Winke, Tabellen und Beispiele für den Hochfrequenz-Ingenieur, der die Aufgabe hat, irgend-

welche Hochfrequenzapparate für einen Frequenzbereich zu bauen. Es ist in der Arbeit ausführlich die Frage behandelt, wie man den Gesamtfrequenzbereich in kleinere Bereiche aufzuteilen hat, wenn eine bestimmte Genauigkeit für die Einstellung bzw. Ablesung verlangt ist. Zenneck.

M. André Vuibert. Essais d'Émission et de Réception sur Ondes de 35 Mètres. (L'Onde Electrique, No. 31, Juli 1924.)

Es werden Versuche beschrieben, die sich mit dem Aufbau eines genügend leistungsfähigen Senders bei Benützung von Empfangs- oder kleineren Senderöhren befassen. Der Verfasser und ein Mitarbeiter (Amateure) gehen aus von einer Schaltung, die in der franz. Militärtelegraphie ausgezeichnete Resultate gegeben haben soll. Diese Schaltung und ihre Weiterentwicklung durch die beiden Konstrukteure erweisen sich jedoch als völlig ähnlich den Schaltungen, wie sie von Eccles und Jordan bereits im Electrician (83, 299, 1919) angegeben wurden (s. a. Holborn, Ztschr. f. Physik 6, 328, 1921).

Interessant ist jedoch, daß es mit Hilfe von 50 Wattlampen bei einem Antennenstrom von 1,5 Amp. und einer Vertikalantenne von 23 m gelang, von Savigny-sur-Orge (30 km südl. Paris) aus die Entfernung nach Tunis zu überbrücken. Der Empfang der kurzen Wellen geschah mit Hilfe einer Audionröhre und einem Niederfrequenzverstärker, wobei sowohl mit Antenne als auch mit Rahmen gearbeitet wurde. Es zeigte sich, daß nur nachtsüber einwandfreier Empfang vorhanden war.

Beachtenswert ist, daß der Verfasser bei seinen Versuchen in Tunis sehr von militärischer Seite unterstützt wurde, obgleich es sich um Amateurangelegenheiten handelte. A. Scheibe.

R. Mesny. Les Ondes très courtes. (L'Onde Electrique Nr. 25 u. 26, 1924.)

Der Verfasser gibt einen Überblick über die bisher von der französischen Heeresverwaltung mit kurzen Wellen erzielten Ergebnisse unter Angabe der experimentellen Methoden.

Das gestellte Problem ist, Richtungssendern mit kurzen Wellen zu betreiben unter Vermeidung der starken Absorption durch schlecht leitenden Erdboden, also wirklich große Reichweiten zu erzielen. Diese Aufgabe wird zu lösen gesucht, unter Zuhilfenahme der Heavisideschicht: Der Sender strahlt mittels geeigneter Antennenform seine Hauptenergie unter einem Neigungswinkel gegen die Horizontale in den Raum hinaus; die Wellen werden dann — wie man vermuten müßte — an der genannten ionisierten Atmosphärenschicht abgebeugt und erreichen durch ein- oder mehrfache Reflexion fast ungeschwächt die entfernte Empfangsstation.

Eine experimentelle Bestätigung dieser Vorstellungen sollte durch Vergleichsversuche erbracht werden, die man mit zwei Linearantennen vornahm, deren eine, als Viertelwellenlänge erregt, horizontal in den Raum strahlte, während die andere, als ganze Wellenlänge schwingend, maximale Strahlungsintensität unter einem Neigungswinkel von 35° gegen die Horizontale aufwies. Man müßte erwarten, daß die Reichweite des ersten Senders mit der Entfernung stetig abnimmt, während die Empfangsstärke des zweiten erst sehr schnell absinkt, dann aber — durch Eintreffen der reflektierten Welle verstärkt — in weiterem Abstand wieder ansteigt und durch ein Maximum geht.

Um diesen Verlauf an möglichst vielen Stellen zu verfolgen, wurden die französischen Radioamateure zur Mitbeobachtung aufgeboten — ein beachtlicher Versuch, die Rundfunkmode für wissenschaftliche Zwecke zu verwerten. Die Messungen litten allerdings viel stärker unter Beobachtungsfehlern als bei fachgeschultem Personal, und endgültige Ergebnisse sind bisher nicht erzielt worden. Jedoch sprechen die bisherigen Beobachtungen nicht gegen die Vorstellungen einer Heavisideschicht und ihre Benutzung zur Steigerung der Reichweite, vielmehr scheint festzustehen: in Lille (200 km vom Sendeort bei Paris) empfängt man die Erregung der Viertelwellenlängenantenne besser als die gerichtete, in Straßburg (400 km) beide gleich stark und in Nizza (700 km) die zweite stärker als die erste. Der Empfang ist für beide Anordnungen nachts stärker als am Tage und bei der gerichteten Wellenlängenantenne störungsfreier.

Als Röhrensender diente eine Zweiröhrenschaltung, ähnlich der zuerst von Eccles u. Jordan (Electrician 83, 299, 1915) angegebenen, als Empfangsantenne der Amateure eine abgestimmte Horizontalantenne, eng gekoppelt mit einem abstimmbaren Rahmen, über dessen Kapazität der Detektor bzw. Verstärker abgriff.

Die Versuche wurden bisher mit 45 m-Wellen betrieben und sollen jetzt zwecks günstigerer Dimensionierung der Sendeantenne mit 9 m-Wellen fortgesetzt werden. A. v. Hippel.

L. Brillouin et E. Fromy. L'influence du brouillage sur les récepteurs à réaction. (L'Onde Electrique Nr. 28—30, 1924.)

Die Arbeit beschäftigt sich mit der Einwirkung von Störern auf Überlagerungsempfänger. Eine ausführliche analytische Verfolgung der Vorgänge für Einröhrenempfänger zeigt, wie der Widerstand des Schwingungskreises und mit ihm der Empfang in dreifach verschiedener Weise beeinflußt werden kann, je nach der Lage des Arbeitspunktes auf der Charakteristik, der Detektorwirkung der Röhre und den Intensitäten von Sender und Störer. Die interessanten Resultate werden überschlagsmäßig auf Mehrröhrenverstärker übertragen, wo sie erhebliche praktische Bedeutung beanspruchen. Die gewonnene Erkenntnis des Vorganges gestattet zum Schluß, Maßregeln zur möglichsten Unterdrückung der Störwirkungen auf den Empfänger anzugeben. A. v. Hippel.

R. Dubois. Étude expérimentale de quelques procédés de détection des oscillations de haute fréquence. L'Onde Électrique Nr. 30/31, 1924.

Der Verfasser war vor die Aufgabe gestellt, eine genaue, schnell arbeitende Meßmethode auszubilden zum Studium der Trägerwellenmodulationen bei Postsendern. Ein selbstkonstruierter Oszillograph, der auf Ströme von 0,1 Milliampère innerhalb des Tonfrequenzbereiches ansprach, stand zur Verfügung; einen für Meßzwecke sicher arbeitenden Detektor galt es aufzufinden. Systematisch wurden daher Kristalldetektoren wie Elektronenröhren in verschiedenartiger Gleichrichterschaltung einzeln wirkend wie auch in der Zusammenarbeit mit Verstärkeranordnungen untersucht durch Aufnahme der Charakteristik (Gleichstrom hinter dem Detektor als Funktion der aufgedrückten Hochfrequenzspannung) und der Zeitkonstante (durch oszillographisches Registrieren von Sendezeichen).

Die erhaltenen Resultate sind in ihrer Zusammenstellung interessant und machen z. B. sehr anschaulich die Wirkungsweise der Gittergleichrichtung bei nicht-linearer Anodenkennlinie klar. Ebenso zeigen sie gut die oft übersehene Tatsache, daß bei der Bemessung des Gitterkondensators am Audion ein Kompromiß zwischen Empfindlichkeit und Klangreinheit zu schließen ist, ferner, wie ein Verstärker mit vorgeschaltetem Detektor arbeitet und andererseits beim

Hochfrequenzverstärker mit folgendem Audion schon die letzte Röhre in ihrer Arbeitsweise beeinflußt wird.

Im einzelnen sind die Ergebnisse nicht neu, und eingehendere Kenntnis der einschlägigen Literatur hätte dem Verfasser manche Untersuchungsmühe sparen können. Auch die von ihm zuletzt experimentell angeschnittene Frage, ob mit Recht die statische Charakteristik dem dynamischen Arbeiten der Röhren zugrunde zu legen sei, erledigt sich dadurch, daß Kennlinie und Schwingkennlinie zusammenfallen, solange kein in Betracht kommender Widerstand im Anodenkreise liegt. A. v. Hippel.

M. Bäumler. Neue Untersuchungen über die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen. (Elektr. Nach. Techn. **1**, 50—64, 1924.)

Zur Vervollständigung unserer lückenhaften Kenntnisse über die Ursachen der Beeinflussung, der die elektromagnetischen Wellen bei ihrer Ausbreitung im Raum unterliegen, sind von Febreuar 1923 bis Januar 1924 genaue Messungen der Empfangsantennenstromstärke mit einer Elektrometeranordnung unter Benutzung eines Hilfssenders durchgeführt. Das elektrische Feld E am Empfangsorte berechnet sich nach Hertz-Barkhausen unter der Annahme gut leitender ebener Erde und vollständig isolierendem Medium zu

$$E = \frac{120\,\pi \cdot J_1 \cdot h_1}{\lambda \cdot d} \left(\frac{V}{m}\right),$$

wo J_1 der Sendestrom in A, h_1 die wirksame Höhe der Sendeantenne in m, λ die Wellenlänge in m und d die Entfernung in m ist.

Für die in der Natur vorliegenden Verhältnisse müssen die Verluste bei der Ausbreitung der elektrischen Wellen durch einen Absorptionsfaktor berücksichtigt werden. Der in der Praxis am meisten angewandte Absorptionsfaktor von Austin-Cohen (Jahrbuch 5, 75, 1912) ist

$$e^{-\frac{0{,}0015\,d}{\sqrt{\lambda}}}$$

wo d und λ in km einzusetzen sind. Aus Versuchen zwischen San Franzisko und Honolulu (3800 km) und Tuckerton-Honolulu (8000 km) hat L. F. Fuller (Am. Inst. Electr. Eng. **34**, 809, 1915) einen Absorptionsfaktor von

$$e^{-\frac{0{,}0045\,d}{\lambda^{1,4}}}$$

gefunden. Die Bestimmungen der Feldstärken der amerikanischen Großstation Rocky Point und Marion erfolgten beim Telegraphentechnischen Reichsamt in Berlin und der Versuchsstelle in Strelitz. Die Angaben über Sendestromstärken, wirksame Höhen der Antennen, Entfernungen, Wellenlängen und Feldstärken sind in der folgenden Tabelle enthalten:

Die gleichzeitigen Messungen der Feldstärke in Berlin und Strelitz ergaben eine gute Übereinstimmung, ein Unterschied der Feldstärke in der Großstadt und auf dem flachen Lande ist nicht nachzuweisen.

Gleichzeitige Messungen der Sende- und Empfangsstromstärke zeigten geringe Schwankungen des Sendestroms um höchstens 20%, während der Empfangsstrom wenigstens um 100% schwankte. In großen Zügen folgte der Empfangsstrom dem Sendestrom, doch für die Schwankungen der Empfangsintensitäten spielt die des Sendestroms eine ganz untergeordnete Rolle. Zur Gewinnung eines besseren Bildes über die Ausbreitungsvorgänge wurden jeden Monat an drei aufeinanderfolgenden Tagen alle 40 Minuten die Feldstärken gemessen, in den Zwischenzeiten, besonders nachts und in der Dämmerung wurde in Abständen von 2—3 Minuten beobachtet. Die Beobachtungsergebnisse sind im Original auf 12 Abbildungen in Kurven dargestellt. Aus ihnen ergeben sich hohe Feldstärken bei Nacht und geringe Werte am Tage. Das Verhältnis der Tag- und Nachtwerte ist im Winter etwa 1 : 4, im Sommer 1 : 2. Die Intensitätsschwankungen sind also in Wirklichkeit nicht so erheblich wie die meisten mit subjektiven Methoden festgestellten. Welches ist nun

	Rocky Point		Marion	
Rufzeichen	WQK	WQL	WQL	WSO
Wellenlänge in km	16,4	19,0	17,5	11,6
Entfernung in km	6400	6400	6400	6100
Mittlere Sendestromstärke A	676	626	603	530
Wirksame Höhe der Sendeantenne m	88	82,5	82,5	60,6
Wirksame Höhe der Empfangsantenne in Berlin m	5,6	5,6	5,6	5,6
Wirksame Höhe der Empfangsantenne in Strelitz m	19	19	19	19
Widerstand des Antennen-Empfangskreises in Berlin Ω	170	300	210	83
Widerstand des Antennen-Empfangskreises in Strelitz Ω	462	—	790	184
Absorptionsfaktor nach Austin-Cohen	0,0933	0,111	0,101	0,0685
Absorptionsfaktor nach Fuller	0,568	0,626	0,59	0,414
Feldstärke nach Entfernungsgesetz $\frac{\mu V}{m}$	233	183	—	185
Feldstärke nach Austin-Cohen $\frac{\mu V}{m}$	21,7	19,4	16,8	12,7
Feldstärke nach Fuller $\frac{\mu V}{m}$	133	—	—	76,5
Gemessene Tagesdurchschnitte $\frac{\mu V}{m}$	150	—	—	60

der normale Wert? Der Tag- oder der Nachtwert der Feldstärke? Ist der eine durch Schwächung des Nachtwertes oder der letztere durch Verstärkung des Tagwertes entstanden? Aus den mitgeteilten und noch unveröffentlichten Messungen bis Juni 1924 wird eine entscheidende Antwort auf obige Fragen gegeben. Es wird nämlich die nach dem Entfernungsgesetz von Hertz-Barkhausen, also bei Außerachtlassung jeglicher Absorptionsverluste berechnete Feldstärke innerhalb der Meßgenauigkeit nur im Winter und Frühjahr in den beobachteten Nachtwerten erreicht. Im Sommer ergeben die Messungen geringere Werte und erst recht bei den Tragwerten. Auch für die europäischen Sendestationen Lyon, Rom, Stavanger und Carnavon sind die tatsächlich gemessenen nächtlichen Feldstärkenwerte von der gleichen Größe wie die nach dem theoretischen Ausbreitungsgesetz berechneten. Man muß folglich die Nachtwerte, dementsprechend auch den nächtlichen Ausbreitungsvorgang, als normal und die Tageswerte bzw. die Ausbreitungsvorgänge bei Tage als anormal oder gestört bezeichnen. Die bisher für die Nachtwerte gemachte Annahme der Reflektion an einer gut leitenden Schicht der oberen Atmosphäre, der Heavisideschicht, wird damit entbehrlich. Die Tageswerte kommen also durch eine Schwächung der Nachtwerte zustande. Man findet eine Übereinstimmung zwischen dem täglichen Gang der Feldstärke und dem Sonnenstande. Ob die Schwächung der elektromagnetischen Wellen unmittelbar oder mittelbar erfolgt, ob elektrische oder meteorologische Vorgänge die Ursache für sie sind, entzieht sich zunächst noch unserer Kenntnis. Die Schwächung der Feldamplitude wird durch die Erwärmung der Erde und der Luftsäule und die damit verbundene Trübung des von den Wellen zu durchlaufenden Mediums erklärt. Die Wellen werden an



den Trennflächen von Luftschichten ungleicher Dichte gebrochen, absorbiert und reflektiert, also geschwächt. Die Aufstellung einer allgemein gültigen Formel zur Bestimmung der Feldstärke unter Berücksichtigung der Absorptionsverluste ist z. Zt. unmöglich, da in ihr außer der Wellenlänge und Entfernung noch die Tages- und Jahreszeit, das Wetter und wegen der über Land und Wasser verschiedenen Fortpflanzungsgeschwindigkeit auch die Bodenbeschaffenheit eingehen, und der Einfluß aller dieser Faktoren ist noch nicht genügend geklärt, sondern bedarf noch zahlreicher objektiver Untersuchungen. Will man eine derartige Formel für den bestimmten Fall der Ausbreitung der Wellen über See bei Tageslicht benutzen, so braucht man nur die Tageswerte mit denen nach den Formeln von Austin-Cohen und L. W. Fuller berechneten vergleichen. Wie aus der oben wiedergegebenen Tabelle zu ersehen ist, gibt der Austinsche Absorptionsfaktor erheblich kleinere Werte als die Meßergebnisse, dagegen gibt der von L. W. Fuller gefundene Faktor die tatsächlichen Beobachtungen von annähernd richtiger Größe. Auch von anderer Seite (Vallauri, Austin, G. W. Pickard, J. L. Eckersley und C. R. Englund) sind starke Abweichungen der Beobachtungen und der nach der Austinschen Formel berechneten Werte beobachtet. Es treten innerhalb dieser Messungen aber erhebliche Abweichungen auf, deren Ursachen noch nicht aufgeklärt sind. E. Lübcke.

Patentschau.

Von **Kurt Deumig.**

Schwingungserzeugung.

Hochfrequenztransformator.

D.R.P. 401 731. Verfahren zur Verbesserung des Wirkungsgrades von Frequenzvervielfachungstransformatoren. Dr. Walter Dornig in Berlin-Steglitz. Patentiert im Deutschen Reiche vom 17. März 1923 ab. Zusatz zum Patent 400 183. Ausgegeben am 9. September 1924.

Die Erfindung kennzeichnet sich dadurch, daß an den mit Gleichstrom gesättigten Transformatorkern oder -kernen, deren evtl. geteilte Hälften nicht entgegengesetzt magnetisiert werden, ein oder mehrere Hilfskreise angeschaltet werden, die von der sekundären Nutzfrequenz abweichende Schwingungen führen. Für die Abstimmung des oder der Hilfskreise und deren Bemessung gilt das in der Beschreibung des Hauptpatentes Gesagte.

Senderschaltungen.

D.R.P. 386 942. Senderschaltung für drahtlose Telephonie mit Röhrengeneratoren. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Erfinder: Walter Schäffer in Berlin. Patentiert vom 1. September 1921 ab. Ausgegeben am 22. Dezember 1923.

Die Erfindung betrifft eine Senderschaltung mit Röhren-Generatoren, bei welchen in die Gitterzuleitung ein durch einen Kondensator überbrückter veränderlicher Widerstand für den Gitterentladestrom eingeschaltet ist. Der Erfindungsgedanke besteht darin, daß der veränderliche Widerstand durch Hochfrequenzdrosseln (7 und 8 in Fig. 1) geschützt ist, wodurch erreicht wird, daß nicht ein Teil des Gitterwechselstromes über die innere Kapazität der Steuerröhre geht, der zwischen Gitter und Kathode unter Umständen schädlich wirkende Vorspannung erzeugen könnte. Gleichzeitig haben die Drosseln auch die Wirkung, daß die hochfrequenten Erdschlüsse, die zu Störungen Veranlassung geben können, vermieden werden. Eine weitere schädliche Wirkung, welche in den Momenten eintritt, in denen auf das Gitter der Steuerröhre eine negative Telephoniespannung wirkt, wodurch der Widerstand der Steuerröhre unendlich groß wird, wird dadurch verhindert, daß durch einen besonderen Ohmschen Widerstand (13) ein Gitterentladeweg gebildet wird, der gerade groß genug ist, um das Abreißen der Hochfrequenzschwingungen zu verhindern, wenn der Eigenwiderstand der Steuerröhre unendlich groß ist.

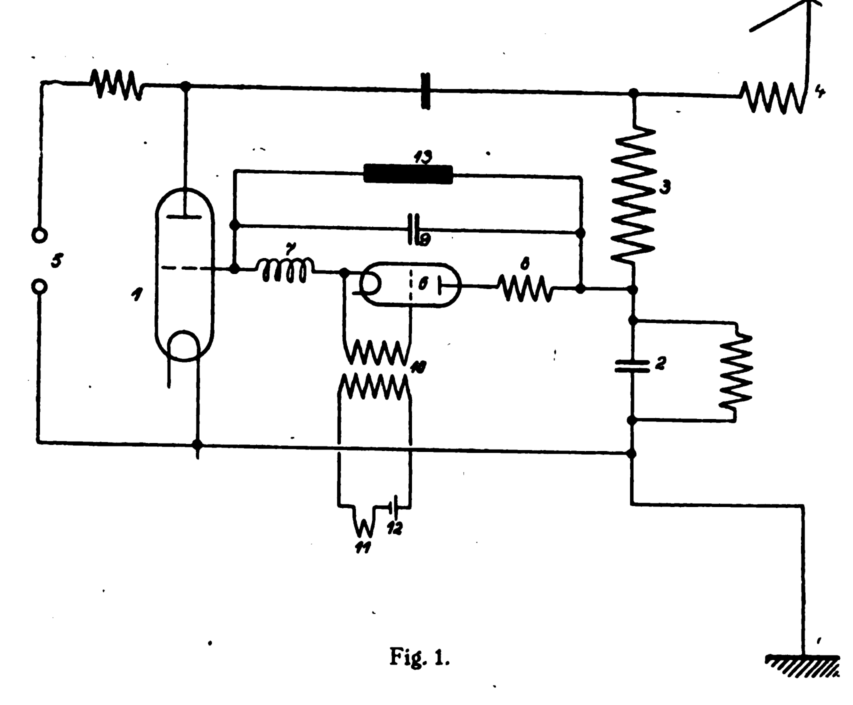


Fig. 1.

D.R.P. 389 173. Sendeverfahren für Mehrfachtelegraphie und -telephonie. Werner Ludenia in Berlin-Steglitz. Patentiert vom 29. November 1922 ab. Ausgegeben am 2. Februar 1924.

Die bisher bekannten Sendeschaltungen für Mehrfachverkehr auf einer Welle beruhen durchweg auf Komponentenzerlegung, da sie sich auf die gewöhnlichen Schaltungen für Niederfrequenzbeeinflussung aufbauen. Schon bei zu überlagernder Niederfrequenz stellen sich aber Mängel ein, die bei überlagerter Hochfrequenz im besonderen Maße hervortreten. Die Erfindung besteht nun darin, die für niederfrequente Durchsteuerung für Telephoniezwecke bekannte Schaltung im Prinzip für hochfrequente Durchsteuerung zu benutzen, zum Zwecke einer Mehrfachtelegraphie und -telephonie auf einer Welle. In Fig. 2 ist diese Anordnung gezeigt.

D.R.P. 392 979. Sende- und Empfängerschaltung für Mehrfachtelegraphie und -telephonie auf einer Welle. Werner Ludenia und Erwin Kindler in Berlin-Steglitz. Patentiert vom 25. Juni 1922 ab. Ausgegeben am 31. März 1924.

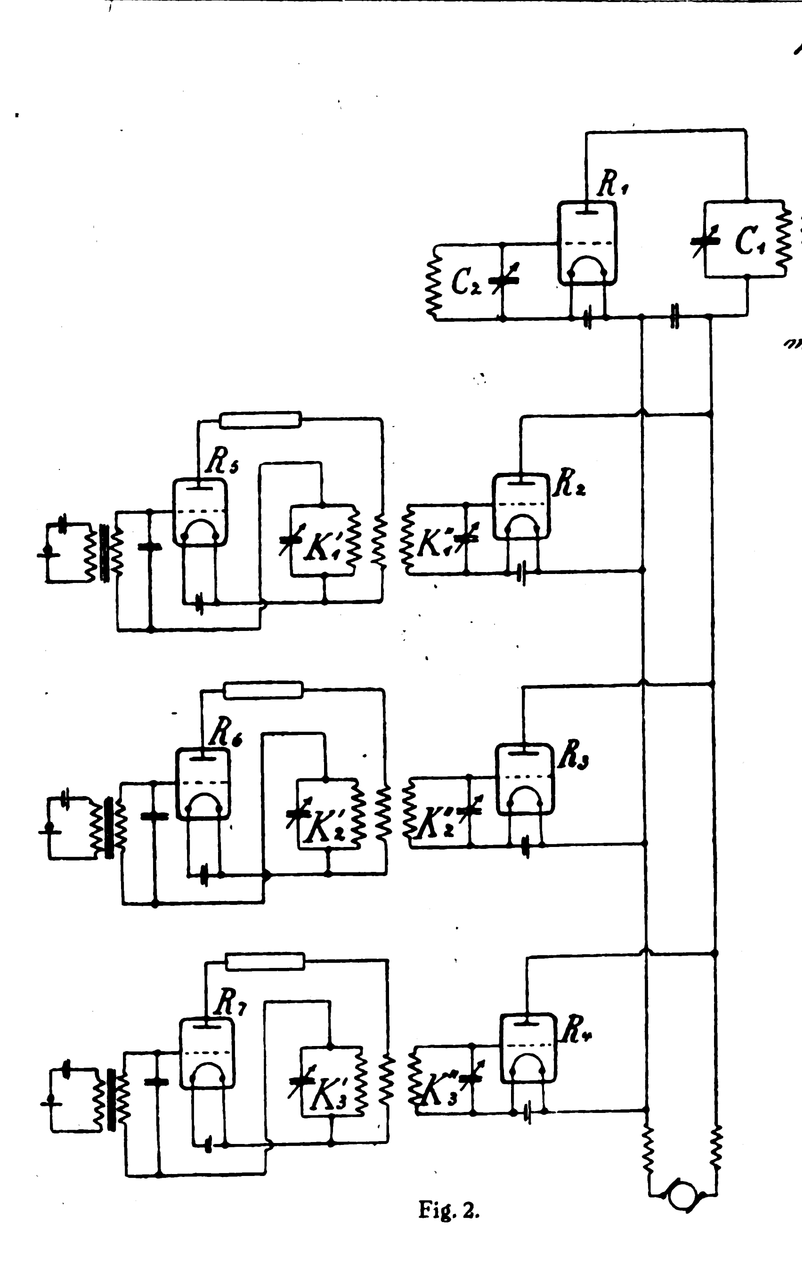
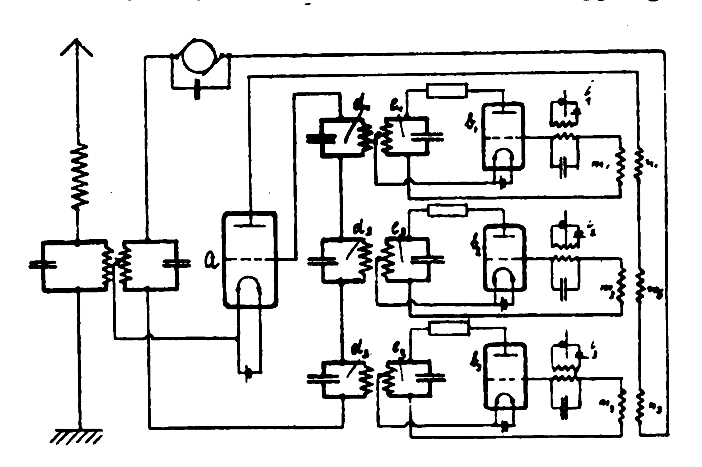
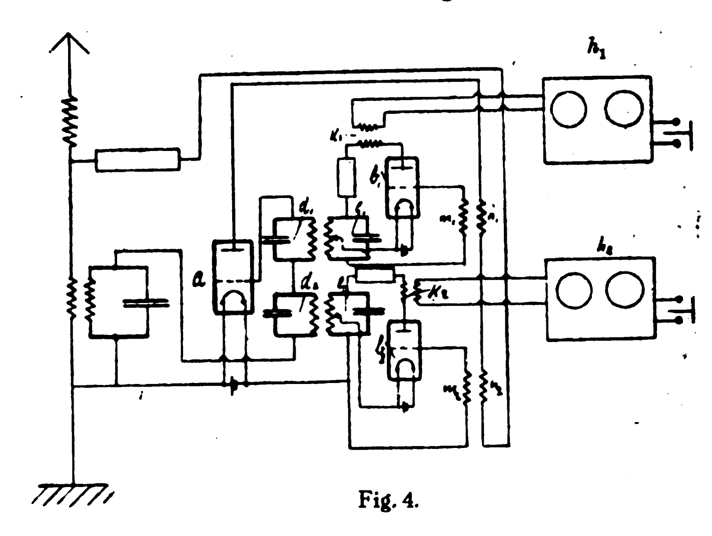


Fig. 2.

Die Fig. 3 zeigt eine Senderschaltung gemäß der Erfindung. Versuche haben gezeigt, daß mit solchen Schaltungen noch bei äußerst hohen Durchsteuerungsfrequenzen und bei langen Sendewellen eine sichere und phasenreine Durchsteuerung erreicht werden kann, und zwar ergaben sich die günstigsten Resultate, wenn die Kopplung bei


Fig. 3.

m, *n* möglichst fest und bei *d*, *e* möglichst lose gewählt wurde. Es konnte dabei eine solche Empfindlichkeit erzielt werden, daß bei einer Anwendung von etwa 5% der Sendeenergie in den Durchsteuerungskreisen eine genügend starke und vollkommen reine Durchsteuerung erreicht wurde. Auch


Fig. 4.

läßt sich diese Schaltung als eine relativ sehr empfindliche Empfangsschaltung verwenden (Fig. 4), wobei man noch am besten bei k_1, k_2 Hochfrequenzverstärker h_1, h_2 zur weiteren Verstärkung koppelt. Es können natürlich auch andere Rückkopplungsarten gewählt werden. So zeigt Fig. 4 eine induktive Rückkopplung der Sendewelle.

D.R.P. 403 657. Verfahren zum Tasten oder Besprechen von Röhrensendern. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 27. April 1923 ab. Ausgegeben am 8. Oktober 1924.

Diese Erfindung hat zum Ziel, ein Tasten oder Besprechen von Röhrensendern in einfacher Weise zu ermöglichen und gleichzeitig den Energieverbrauch des Senders in den Sprechpausen herabzusetzen. Hierzu wird (s. Fig. 5) in die

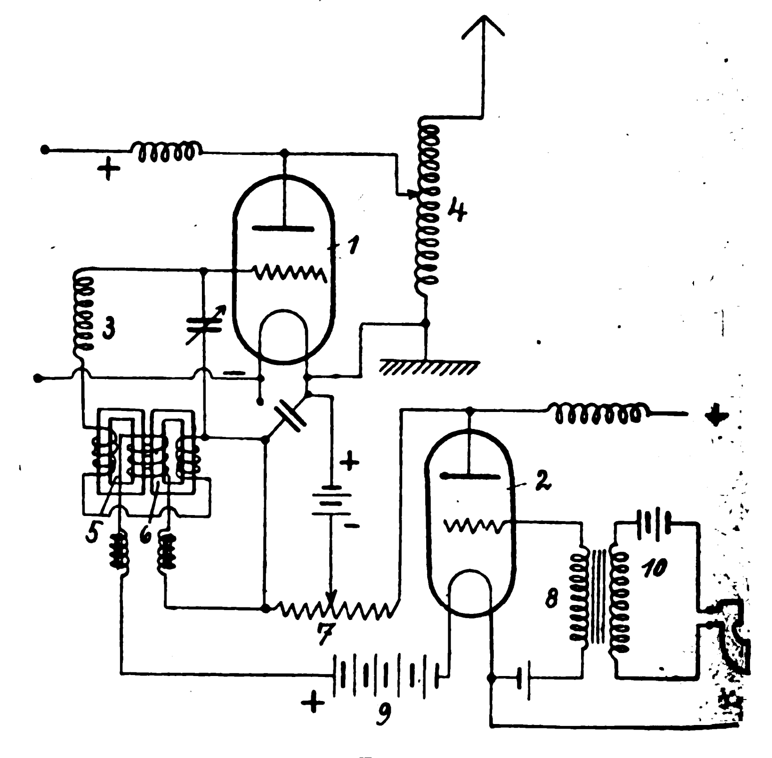


Fig. 5.

Gitterleitung oder Antenne oder Rückkopplungsleitung des Senders eine eisenhaltige Drosselspule mit Gleichstrommagnetisierung geschaltet, deren Magnetisierungsstrom in bekannter Weise durch die Sprechströme verändert wird. Außerdem wird nun erfindungsgemäß in den zur Magnetisierung dienenden Stromkreis ein Widerstand geschaltet, dessen Enden oder entsprechende Teile mit der Glühkathode einerseits und Gitter anderseits verbunden werden. In der Verbindungsleitung des einen Widerstandsenders mit dem Gitter liegt dabei die Wechselstromwicklung der eisenhaltigen Drossel. Durch den Spannungsabfall am Widerstand ist das Gitter im Ruhezustand so weit negativ vorgespannt, daß das Rohr nicht schwingen kann, gegebenenfalls unter Zuhilfenahme einer besonderen zusätzlichen Gleichspannung. Setzt jetzt Sprache ein, so wird der Strom im Widerstand stärker, das Gitter positiver, wodurch der Sender zu schwingen anfangen kann, während gleichzeitig die Modulation der Trägerfrequenz durch die Drossel erfolgt. Da in den Sprechpausen der Sender nicht schwingt, kann man ohne Kompensationsschaltung sogar an derselben Antenne senden und empfangen, wobei in bekannter Weise vor den Empfänger ein Sperrkreis für die Sendewelle geschaltet wird. Die Größe des Abzweigwiderstandes wird zweckmäßig regulierbar gemacht und so eingestellt, daß bei den lautesten Vokalen der Sender seine volle Leistung abgibt.

Schnelltelegraphie.

D.R.P. 394319. Verfahren und Einrichtung für Schnelltelegraphie. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 13. April 1923 ab. Ausgegeben am 30. April 1924.

Die Erfindung ermöglicht eine Steigerung in der Telegraphiergeschwindigkeit bei voller Garantie des Nullwerdens der Amplitude zwischen den einzelnen Zeichen. Das Prinzip der Erfindung besteht darin, daß der neue Wellenzug nicht erst nach erfolgtem Abklingen des vorhergehenden, sondern sofort bei Beginn des Abklingens zum Einsatz gebracht wird, jedoch in genau entgegengesetzter Phase. Dann fällt der Ausschwingvorgang (Fig. 7, Kurven *a*)

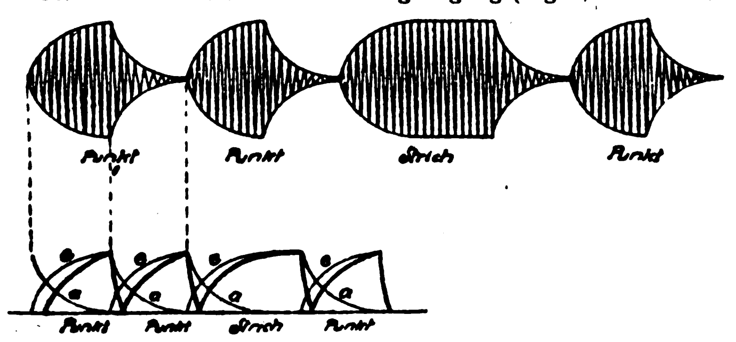


Fig. 6 und 7.

mit einem gegenphasigen Einschwingvorgang (Kurven *e*) seitlich zusammen, die Amplituden subtrahieren sich während dieser Zeit, und der Erfolg (Fig. 7, stark ausgezogene Amplitudenkurve) ist eine wesentliche Verkürzung der Zeitdauer zwischen zwei Zeichen, d. h. die Möglichkeit einer Steigerung der Telegraphiergeschwindigkeit, und zwar annähernd auf ein doppeltes Tempo, und dabei geht die Amplitude zwangläufig durch Null, die Zeichen sind sehr markant und im Empfang gegen Störungen leichter zu unterscheiden als beim gewöhnlichen Tasten. Als ursprüngliche Form der Amplitudenkurve ist in Fig. 6 und 7 eine einfache *e*-Funktion angenommen. Auch wenn dies nicht zutrifft, wie z. B. bei Verwendung mehrerer gekoppelter Resonanzkreise auf der Sende- oder Empfangsseite, hat das Tasten mit Phasenumkehr gleichwohl die beschriebene Wirkung. Eine Tasteinrichtung, mit der die Phasenumkehr praktisch bewirkt werden kann, ist in Fig. 8 schematisch dargestellt. Hier ist beispielsweise eine Sendeantenne *A* induktiv mit einem Hochfrequenzgenerator *G* gekoppelt. Die Kopplungsspule

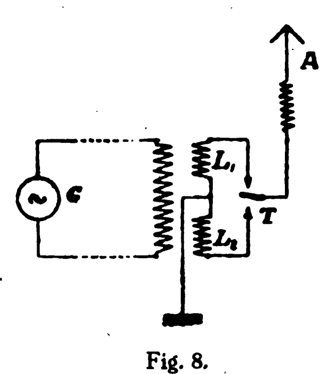


Fig. 8.

besteht aus zwei symmetrischen Hälften L_1 und L_2, die mittels einer als Umschalter ausgebildeten Taste T abwechselnd eingeschaltet werden und so gewickelt sind, daß ihre elektromotorischen Kräfte sich in der Antenne entgegenwirken.

Speisung der Kathodenröhren von Empfangs- und Senderanlagen.

D.R.P. 403870. Verfahren zur Beeinflussung von Wechselströmen genügend hoher Frequenz, die über Gleichrichter Kathodenröhrenschwingungserzeuger oder -verstärker speisen. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Erfinder: Dr.-Ing. Ludwig Kühn in Charlottenburg. Patentiert vom 25. Januar 1923 ab. Ausgegeben am 14. Oktober 1924.

Die Erfindung gehört zu den Verfahren, bei welchen zur Änderung des Primärstroms Eisendrosseln verwendet werden, deren Wechselstrom — Selbstinduktionen durch überlagerten Ton — oder Sprachstrom variiert werden. Solche eisengeschlossenen Selbstinduktionsvariatoren zur telephonischen Modulation machen gewisse Maßnahmen erforderlich, um zu erreichen, daß das von dem zu beeinflussenden Wechsel- oder Hochperiodenstrom erzeugte Feld in seiner Wirkung auf die den Ton- oder Sprachstrom führende Magnetisierungswicklung aufgehoben wird. Eine derartige

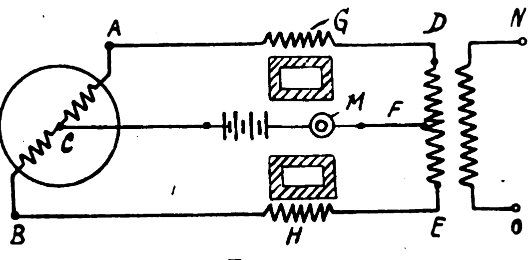


Fig. 9.

Maßnahme betrifft nun die Erfindung, und zwar bei einfachster Schaltungsweise, wie die Fig. 9 zeigt. Es ist aus dem Schaltungsschema ersichtlich, daß zwischen den beiden Mittelpunkten *C* und *F* keine Spannungsdifferenz besteht. Führt man anderseits den Punkten *C* und *F* einen Strom zu, so verteilt sich dieser gleichmäßig über die beiden Drosseln *G* und *H*, und man kann auf diese Weise die Selbstinduktion und damit den Maschinenwechselstrom beeinflussen, ohne daß eine Spannung an den Zuführungspunkten *C* und *F* und somit an dem den Ton- oder Sprechstrom erzeugenden System auftritt. Die Primärwicklung des Transformators stellt gegenüber dem bei *C* und *D* einge-

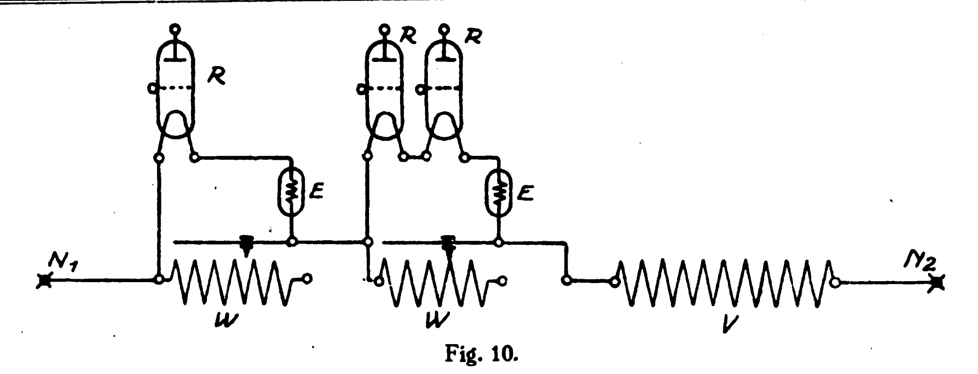


Fig. 10.

führten Beeinflussungsstrom keine Selbstinduktion dar, da sich die Feldwirkung der beiden Zweigströme im Transformator aufheben. Anderseits stellt bei modernen, hochperiodigen Wechselstrom-Generatoren die Selbstinduktion der Arbeitswicklung für die Sprachfrequenz eine so außerordentlich geringe Reaktanz dar, daß auch durch die Selbstinduktion der beiden Generatorwicklungshälften eine merkbare bzw. störende Schwächung des Beeinflussungsstromes bei Sprachfrequenzen nicht eintritt.

D.R.P. 404 162. Einrichtung zur Speisung von Kathodenröhren aus Starkstromnetzen. Telefunken-Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 24. Dezember 1921 ab. Ausgegeben am 14. Oktober 1924.

Diese Erfindung betrifft eine Einrichtung zur Speisung von Kathodenröhren aus Starkstromnetzen mit in Reihe geschalteten Heizfäden und parallel zu den einzelnen oder Gruppen von Heizfäden geschalteten Widerständen. Das Neue besteht darin, daß in Reihe mit den einzelnen Heizfäden oder Heizfädengruppen je ein kleiner Eisenwiderstand (*E* in Fig. 10) innerhalb jeder Abzweigung zwischen Heizfäden und Parallelwiderstand geschaltet ist. Diese kleinen, getrennt arbeitenden Eisenwiderstände haben ein sehr geringes Trägheitsmoment und erreichen daher sehr schnell ihren richtigen Widerstand.

Störbefreiung.

D.R.P. 402 534. Empfangsanordnung zur Störbefreiung in der drahtlosen Telegraphie. Dipl.-Ing. Wilhelm Hahn in Berlin-Steglitz. Patentiert vom 7. Juni 1923 ab. Ausgegeben am 20. September 1924.

Eine Empfangsanordnung gemäß der Erfindung ist in Fig. 11 dargestellt. Die Wirkungsweise ist folgende: Treffen die Zeichen der gewünschten Sendestation die Rahmen bzw. Rahmenhälften, so kann im Fernhörer *f* aufgenommen werden, da die beiden Kreise $a_1 - b_1 - c_1$ und $a_2 - b_2 - c_2$ sowie der Kreis *d* auf die Empfangswelle abgestimmt sind. Bedingung dabei ist, daß die beiden Kopplungsspulen b_1 und b_2 im richtigen Sinne angeschlossen sind und sich nicht gegenseitig in ihrer Wirkung aufheben. Da die Sperrkreise g_1 und g_2 ebenfalls auf die Empfangswelle abgestimmt sind und demnach für diese einen hohen scheinbaren Widerstand besitzen, liegt hierdurch zwischen den Punkten 1 und 2^1 sowie 2 und 1^1 für die Empfangswelle ein hoher Widerstand. Wirken nun noch fremde Wellen sowie atmosphärische Störungen auf die Empfangsanordnung ein, so haben die Sperrkreise für diese einen geringeren Widerstand als für die eigentliche Empfangswelle. Es können daher die Störungen über die Punkte 1 und 2^1 sowie 2 und 1^1 durch die Sperrkreise hindurch einen Weg finden. Hierdurch wird ein wesentlich störungsfreierer Empfang erzielt.

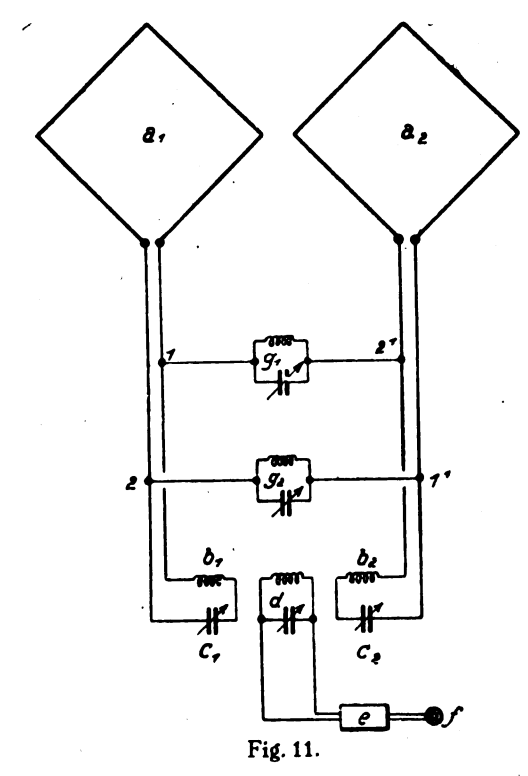


Fig. 11.

D.R.P. 404 178. Einrichtung zur Vernichtung von schädlichen Wellen in Hochfrequenzkreisen. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert vom 9. Mai 1922 ab. Ausgegeben am 13. Oktober 1924.

Bei den bekannten Einrichtungen zur Vernichtung von schädlichen Wellen in Hochfrequenzkreisen ist es oft schwierig, die genügende Energie den Hilfskreisen bzw. Löschkreisen zuzuführen. Andererseits machen sich speziell in der Hochfrequenzpraxis oft störende Rückwirkungen des Löschkreises auf andere Teile der Anlage geltend. Um diese Nachteile zu verhindern, sollen nach der vorliegenden Erfindung die zur Entkopplung verwendeten Löschkreise von einer besonderen, synchron mit der Anlage arbeitenden Energiequelle gespeist werden. Als solch eine Energiequelle wird z. B. ein besonderer Hilfsfrequenzwandler verwendet, der parallel zum Hauptfrequenzwandler, zur Hochfrequenzmaschine oder überhaupt zum Generator oder irgendeinem anderen Teil der Anlage direkt oder über Transformatoren geschaltet ist. Diese besondere Energiequelle kann dabei so gewählt werden, daß sie nur Strom von der zu entkoppelnden Frequenz liefert oder aber auch gleichzeitig die Nutzfrequenz. Besonders geeignet zur Speisung der Löschkreise sind Röhrensender, namentlich wenn es darauf ankommt, Einwelligkeit zu erzielen. Um gleichzeitig mehrere Frequenzen auszulöschen, können die Hilfskreise mehrwellig ausgebildet sein. In diesem Falle muß selbstverständlich auch die besondere Energiequelle mehrwelligen Strom liefern.

Band 24 **Heft 6**

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an Dr. Eugen Nesper, Berlin-Friedenau, Trägerstr. 2[1], zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W. 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Experimentelle Untersuchungen über Frequenz-Wandler.

Von **L. Casper, K. Hubmann** und **J. Zenneck.**[1])

Vor längerer Zeit hatte einer [2]) von uns eine Methode zur Frequenz-Verdreifachung angegeben, die dann nachher durch ihn und H. Rukop [3]) auf die Herstellung eines beliebigen ungeraden Vielfachen der Grundfrequenz — untersucht wurde bis zur 35. — ausgedehnt wurde. Diese Methode besteht darin, daß in einem Primärkreis (I Fig. 1), der den Wechselstrom-Generator G enthält, unter Vorschaltung einer Drosselspule L_1 ein Lichtbogen B eingeschaltet und an ihn

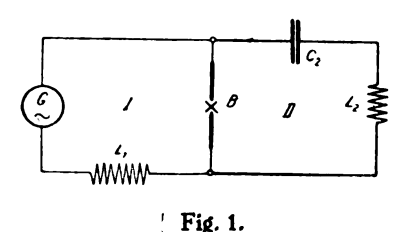


Fig. 1.

der Sekundärkreis II angeschlossen wird, in dem ein ungerades Vielfaches der Primärfrequenz erzeugt werden soll und der auf dieses Vielfache abgestimmt ist. Die Spannung am Lichtbogen besitzt die Periode des Primärstroms, ist aber nicht sinusförmig, und im Sekundärkreis entsteht praktisch nur der Strom derjenigen Harmonischen, für die er in Resonanz ist. In denjenigen Fällen, in denen die Lichtbogenspannung beim Durchgang des Primärstroms durch 0 sich sehr rasch ändert, geht der Vorgang mehr oder weniger in eine Stoßerregung des Sekundärkreises über: im Anfang jeder Halbperiode des Primärstroms wird der Sekundärkreis durch die rasche Änderung der Spannung am Lichtbogen zu einem Maximalwert der Amplitude angestoßen, die Amplitude nimmt während der Halbperiode allmählich ab, um dann zu Beginn der neuen Halbperiode wieder angestoßen zu werden.

Vor einiger Zeit hat Herr K. Schmidt [4]) Versuche mit einer Methode der Frequenz-Vervielfachung veröffentlicht, die dem physikalischen Vorgang nach mit der eben

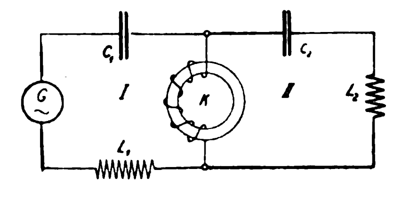


Fig. 2.

beschriebenen große Ähnlichkeit hat, vor ihr aber den Vorteil besitzt, daß an Stelle des Lichtbogens eine Spule mit geschlossenem Eisenkern K zur Verwendung kommt (Fig. 2). Wird hier der Primärstrom so hoch getrieben, daß die Magnetisierung des Eisenkerns über das Knie hinaufreicht, so entsteht an der Eisenkernspule eine periodische aber nicht sinusförmige Spannung und im Sekundärkreis II, der auf eine ungerade Harmonische derselben abgestimmt ist, merklich nur ein Strom dieser Harmonischen. Wenn die Amplitude des Primärstroms so weit gesteigert wird, daß die Magnetisierung des Eisenkerns zu starker Sättigung kommt, so nimmt die Spannung an der Eisenkernspule ungefähr die Form von Fig. 3 an. Dann läßt sich auch hier, wie schon von Schmidt angegeben wurde, der Vorgang im Sekundärkreis am einfachsten als eine Art Stoßerregung auffassen Bei jeder Spannungsspitze wird die Amplitude der Sekundär-

[1]) Nach der Doktordissertation der Technischen Hochschule München, von K. Hubmann, eingereicht am 23. Juni 1924.

[2]) J. Zenneck, Die Transformation eines Wechselstroms auf die dreifache Frequenz. Physikalische Zeitschrift 13, 953, 1912.

[3]) H. Rukop und J. Zenneck, Der Lichtbogengenerator mit Wechselstrom-Betrieb. Ann. Phys. 44, 97—111, 1914; vgl. auch dazu A. Sommerfeld, dies. Jahrb. 10, 201—215, 1915.

[4]) K. Schmidt, E. T. Z. 44, 910—914, 1923.

Schwingungen angestoßen und fällt in der Zeit zwischen zwei Spitzen je nach dem Dekrement des Sekundärkreises mehr oder weniger ab.

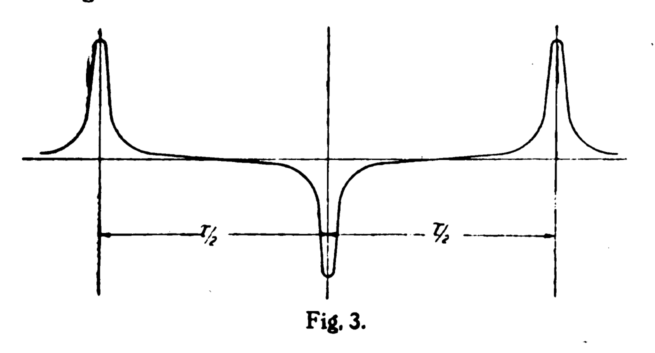


Fig. 3.

Wie aus der Abhandlung von Herrn Schmidt hervorgeht, hat sich diese Methode der Frequenzvervielfachung auch in der Praxis gut bewährt. Auf sie beziehen sich die folgenden Ausführungen.

I. Der unbelastete Frequenz-Wandler.

§ 1. Die verschiedenen Methoden.

Prinzipiell kann man eine Frequenzvervielfachung mit Hilfe einer Eisenkernspule in zweierlei Weise erreichen.

a) Der Primärkreis enthält (vgl. Fig. 4) neben der Eisenkernspule S_1 eine eisenfreie Spule L_1, deren Induktanz groß ist gegen diejenige der Eisenkernspule. Dann ist der Strom im Primärkreis um so sinusförmiger, je größer die

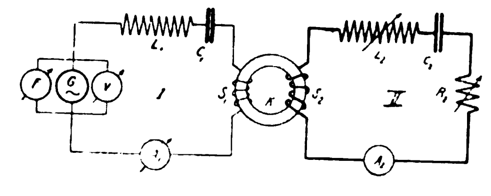


Fig. 4.

eisenfreie Induktanz L_1 ist. Die Spannung an der Eisenkernspule (Anordnung von Fig. 2) oder die EMK in einer auf denselben Eisenkern gewickelten Sekundärspule S_2 (Anordn. v. Fig. 4) ist nicht sinusförmig, falls der Eisenkern einigermaßen stark gesättigt ist. Diese Methode ist identisch mit der schon beschriebenen und kann als Methode der Spannungsverzerrung bezeichnet werden.

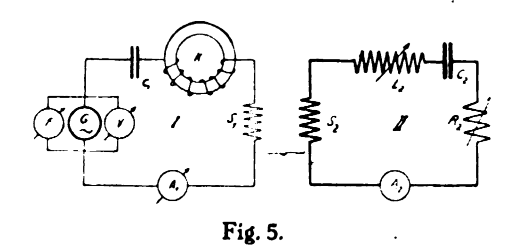


Fig. 5.

b) Schließt man an einen Generator von merklich sinusförmiger Klemmenspannung einen Kreis mit einer Eisenkernspule an, deren Induktivität diejenige des übrigen Kreises weit übersteigt so wird der Strom im Kreis nicht sinusförmig. Läßt man also (vgl. Fig. 5) eine im Kreis befindliche eisenfreie Spule S_1 von kleiner Induktanz auf einen Sekundärkreis II induzieren, so ist die auf ihn wirkende EMK nicht sinusförmig. Wird der Sekundärkreis in Resonanz mit einer ungeraden Harmonischen des Primärstroms gebracht, so entsteht in ihm ein Strom von merklich nur dieser Harmonischen (Methode der Stromverzerrung).

§ 2. Versuche.

Das Ziel der ersten Versuche war, festzustellen, wie groß die Harmonischen der EMK e_2 im Sekundärkreis bei beiden Methoden sind und wie sie sich mit dem Primärstrom bzw. der Sättigung des Eisenkerns ändern. Gemessen wurden dieselben, indem bei der Anordnung (Fig. 4 und 5) der Sekundärkreis so lose mit dem Primärkreis gekoppelt war, daß ein Schließen oder Öffnen des Sekundärkreises keine Änderung des Ausschlags der Instrumente im Primärkreis hervorrief. Wurde dann der Sekundärkreis der Reihe nach auf die verschiedenen Harmonischen abgestimmt und jedesmal der Sekundärstrom J_{2n} abgelesen, so ergab sich der Effektivwert E_{2n} der n-ten Harmonischen aus der Beziehung $E_{2n} = J_{2n} / R_{2n}$. Darin bedeutet R_{2n} den Wirkwiderstand des Sekundärkreises für die n-te Harmonische; er wurde — und zwar mit der Methode des Zusatzwiderstandes — für jede Harmonische besonders bestimmt, da er zum großen Teil durch die Verluste der Kondensatoren bedingt war und deshalb sehr stark von der Frequenz abhing.

Der Wechselstrom-Generator (G Fig. 4 und 5) war derselbe wie bei unserer letzten Arbeit[5]), zirka 5 kVA und normal 500 Perioden/sec. Er wurde bei den Versuchen tatsächlich auf die Frequenz von 425/sec. eingestellt. C_1 und C_2 waren technische Kondensatoren von Siemens & Halske mit einer Gleichstromprüfspannung von 2000 Volt; die Instrumente A_1, A_2 waren Präzisions-Hitzdrahtinstrumente und F ein Zungen-Frequenzmesser, sämtliche von Hartmann & Braun.

Der Primärkreis war bei niedriger Sättigung des Eisenkerns in Resonanz mit der Maschinenfrequenz. Die Abstimmung des Sekundärkreises auf die verschiedenen Harmonischen geschah grob durch Änderung der Kapazität C_2, fein durch Änderung der eisenfreien Induktivität L_2, die so einreguliert wurden, daß der Strommesser A_2 einen maximalen Ausschlag zeigte.

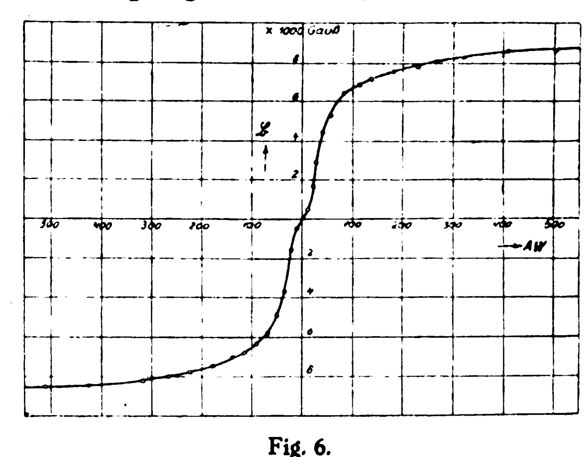


Fig. 6.

Der Eisenkern, den wir Telefunken verdanken, war ein Ring aus Hochfrequenzblechen mit einem äußeren Durchmesser von 90, einem inneren von 60, und einer Höhe von 50 mm. Die Magnetisierungskurve, wie man sie bei Stromkommutierung erhält, ist diejenige von Fig. 6. Die Primärwicklung S_1 besaß 55, die sekundäre (S_2) nur einige wenige Windungen.



[5]) L. Casper, K. Hubmann und J. Zenneck, dies. Jahrb. 23, 63—77, 1924.

§ 3. Ergebnisse.

1. **Stromverzerrung** (Fig. 5, $C_1 = 6\ \mu F$, $S_1 = S_2 = 0{,}0058$ Henry).

In Fig. 7a ist die sekundäre EMK E_2, in Fig. 7b ihr Verhältnis zum Primärstrom J_1 in Abhängigkeit von diesem letzteren aufgetragen und zwar für die Grundschwingung (in der Fig. als 1. Harmonische bezeichnet) und für die 3. und 5. Harmonische.

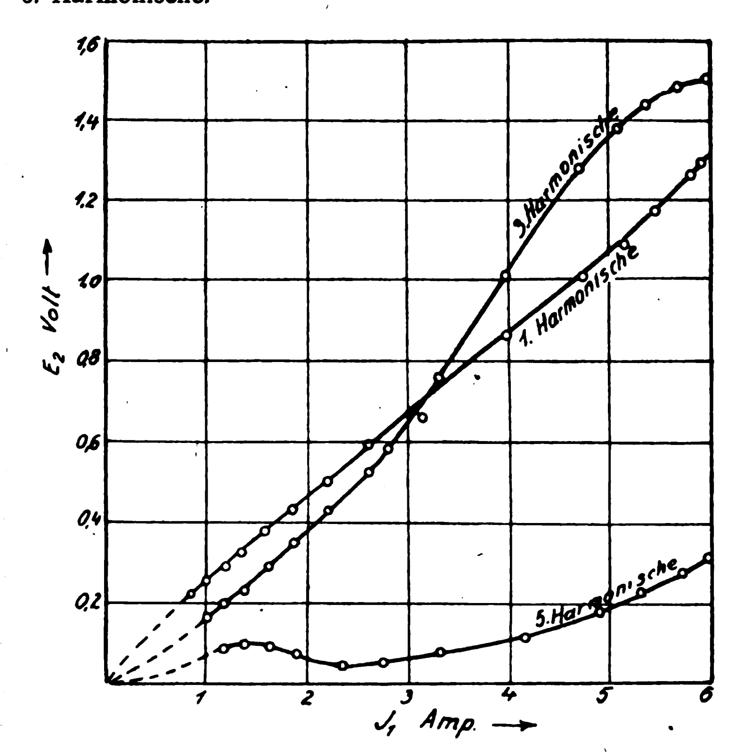


Fig. 7a.

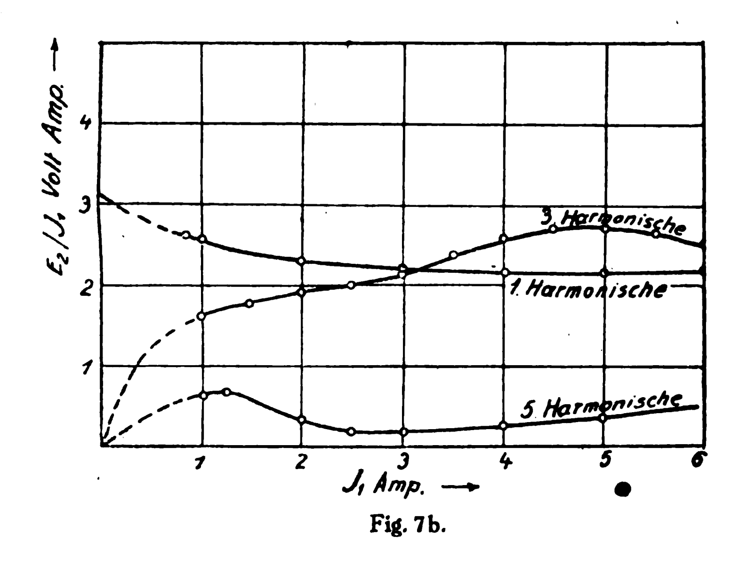


Fig. 7b.

Daß die Kurve in Fig. 7b für die 3. Harmonische einen Wendepunkt und diejenige für die 5. Harmonische schon bei sehr geringem Primärstrom ein Maximum hat, rührt wohl davon her, daß beide Harmonische in der Klemmenspannung des Generators enthalten waren.

Vergleicht man die Ergebnisse mit den nachher zu besprechenden Resultaten der Spannungsverzerrung, so muß man zu dem Schluß kommen, daß die Methode der Stromverzerrung höchstens noch für die 3. Harmonische, aber schon nicht mehr für die 5. und noch weniger für höhere in Frage kommen kann. Sie ist deshalb in folgendem überhaupt nicht mehr berücksichtigt.

2. **Spannungsverzerrung** (Fig. 4, $C_1 = 1{,}33\ \mu F$). Die Resultate sind in Fig. 8a und 8b wiedergegeben. Die Kurven von 8b zeigen durchaus den Charakter derjenigen, die

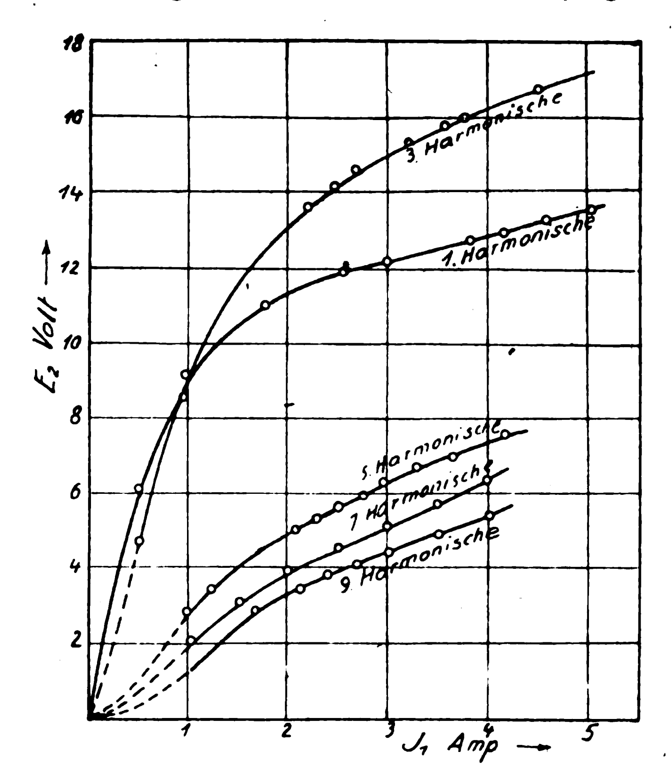


Fig. 8a.

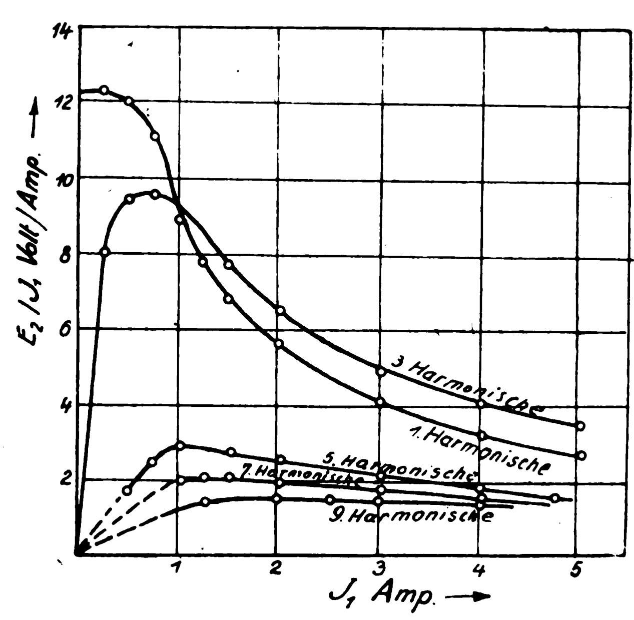


Fig. 8b.

H. Schunck[6]) unter Annahme eines sinusförmigen Stroms und einer arctg-Funktion für die Magnetisierungskurve berechnet hat. Wenn im Gegensatz zu den Resultaten von Schunck die Kurve für die 3. Harmonische in einem großen Gebiet über derjenigen der Grundschwingung (1. Har-

[6]) H. Schunck, Doktordissertation der Technischen Hochschule, München, Seite 10, 1921.

monische) liegt, so ist dies wohl in der angeführten Tatsache begründet, daß schon in der Klemmenspannung unseres Generators eine 3. Harmonische vorhanden war.

Die Versuche von Fig. 8 waren mit einer ziemlich großen eisenfreien Induktivität L_1 von 0,81 Henry gemacht. Es interessierte uns, wie sich die Verhältnisse ändern, wenn man diese eisenfreie Induktivität verkleinert. Es wurden deshalb auch noch Versuche mit einer eisenfreien Induktivität $L_1 = 0{,}041$ Henry und dann auch noch ohne jede eisenfreie Induktivität ($L_1 = 0$) angestellt. Die Ergebnisse der ersten Versuchsreihe sind in Fig. 9, diejenigen der 2. in Fig. 10 eingezeichnet. Ein Vergleich mit der entsprechenden Fig. 8b überzeugt unmittelbar davon, wie nötig bei der Methode der Spannungsverzerrung eine große eisenfreie Induktivität im Primärkreis ist, und wie ungünstig die Verhältnisse werden, wenn man darin spart.

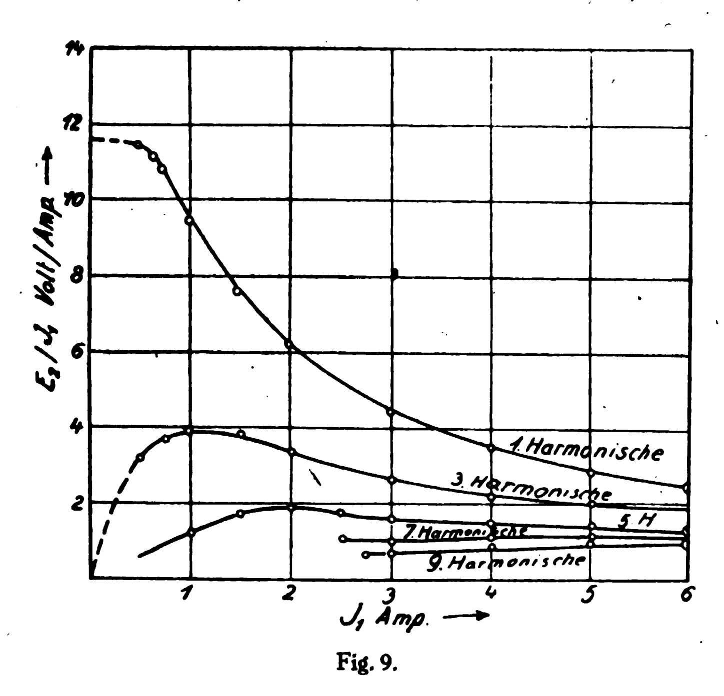


Fig. 9.

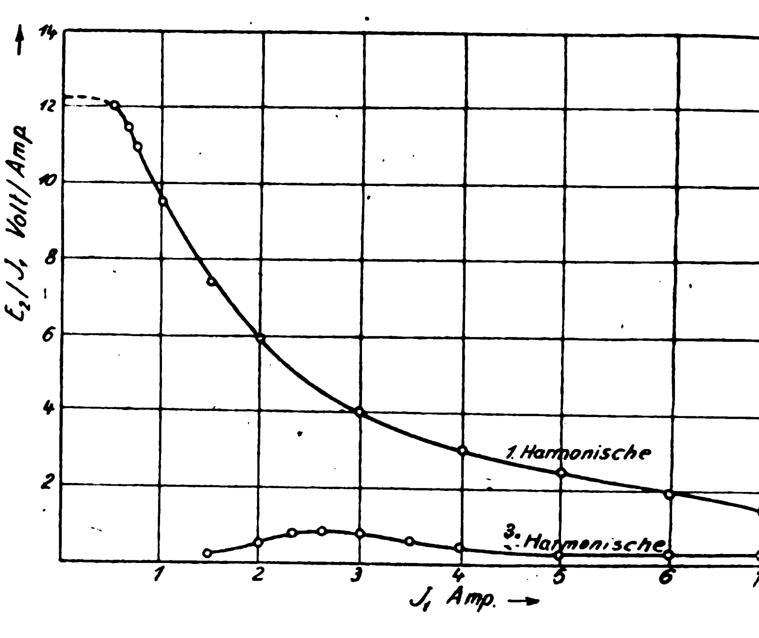


Fig. 10.

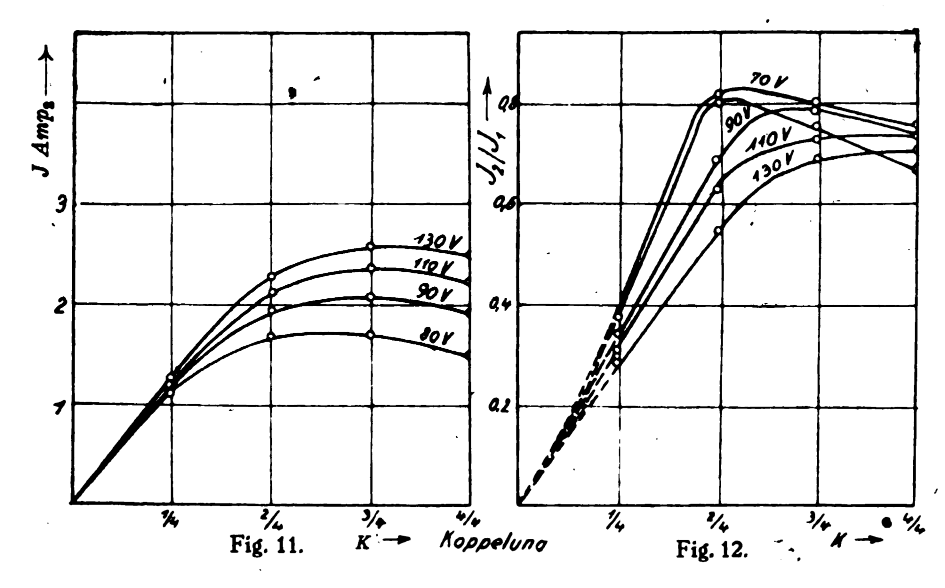


Fig. 11. Fig. 12.

II. Der belastete Frequenz-Wandler.

§ 1. Der Einfluß der Kopplung.

Um eine kräftige Energieabgabe des Primärkreises an den sekundären zu erreichen, wurde die extrem lose Kopplung der bisherigen Versuche durch eine festere ersetzt. Zu diesem Zweck wurde auf den Eisenkern (*K* Fig. 4) eine Sekundärwicklung von 56 Windungen aufgebraucht, die, abgesehen von den Enden, drei Anzapfstellen hatte, so daß von den Windungen $^1/_4$, $^2/_4$, $^3/_4$, oder auch alle für den Sekundärkreis benutzt werden konnten. Die entsprechenden Kopplungen sind im folgenden mit $^1/_4$, $^2/_4$, $^3/_4$, $^4/_4$ bezeichnet; diese Werte bedeuten also nicht etwa Kopplungskoeffizienten.

Bei diesen verschiedenen Kopplungen wurde nun der Sekundärstrom gemessen, wobei der Generator auf verschiedene Klemmenspannungen erregt war. Der Sekundärkreis wurde vor jeder Ablesung auf maximalen Strom eingestellt. Außerdem wurde eine Vorsichtsmaßregel beobachtet, die bei derartigen Messungen unbedingt notwendig ist. Es wurde mit der Braunschen Röhre (vgl. unten § 2) kontrolliert, daß der Strom im Sekundärkreis merklich nur aus derjenigen Harmonischen bestand, auf die der Kreis abgestimmt war und nicht etwa in erheblichem Maße eine Grundschwingung enthielt.

Die Ergebnisse der Messungen sind für die Frequenzverdreifachung in den Fig. 11 und 12, für die Verfünffachung



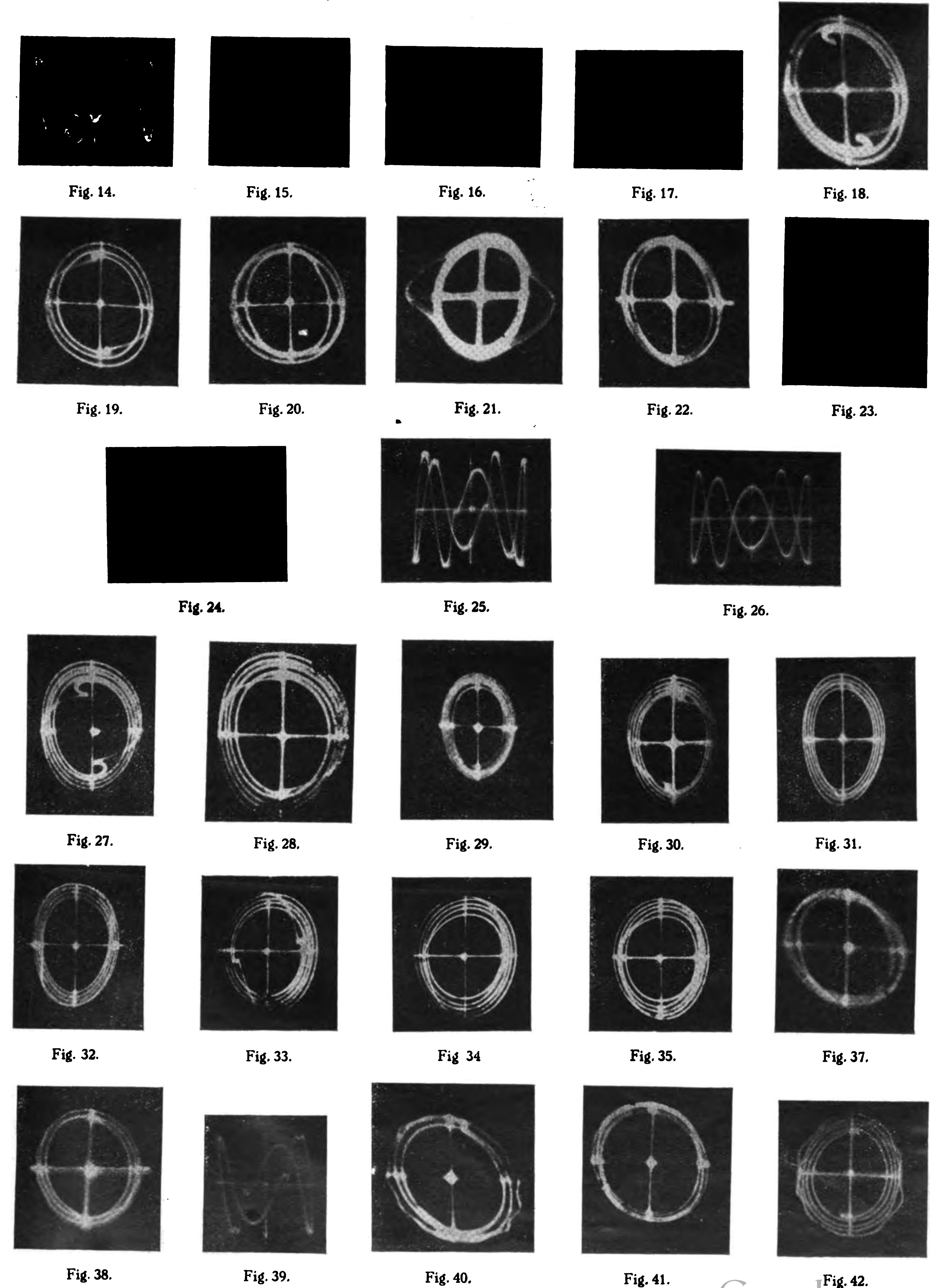


Fig. 14. Fig. 15. Fig. 16. Fig. 17. Fig. 18.

Fig. 19. Fig. 20. Fig. 21. Fig. 22. Fig. 23.

Fig. 24. Fig. 25. Fig. 26.

Fig. 27. Fig. 28. Fig. 29. Fig. 30. Fig. 31.

Fig. 32. Fig. 33. Fig 34 Fig. 35. Fig. 37.

Fig. 38. Fig. 39. Fig. 40. Fig. 41. Fig. 42.

Verlag von M. Krayn, Berlin W 10

Zum Aufsatz Casper, Hubmann und Zenneck: Experimentelle Untersuchungen über Frequenz-Wandler.

in Fig. 13a und b dargestellt und zwar sind in den Kurven 11 und 13a als Ordinaten die Werte des Sekundärstroms J_2, in Fig. 12 und 13b das Verhältnis des Sekundärstroms zum primären (J_2/J_1) aufgetragen. Die Kurven von Fig. 11 und 12 sind mit denjenigen von Fig. 13 vergleichbar, wenn man berücksichtigt, daß der Wirkwiderstand des Sekundärkreises für die 3. Harmonische 17,9, für die 5. 33 Ohm betrug.

Bei der Verdreifachung (Fig. 11 und 12) nimmt der Sekundärstrom bei allen untersuchten Klemmspannungen für eine bestimmte Kopplung einen maximalen Wert an (Fig. 11). Bei denjenigen Klemmenspannungen, bei denen auch das Verhältnis J_2/J_1 (Fig. 12) bei einer bestimmten Kopplung ein Maximum besitzt, fällt es tatsächlich zusammen mit dem Minimum des Primärstroms.

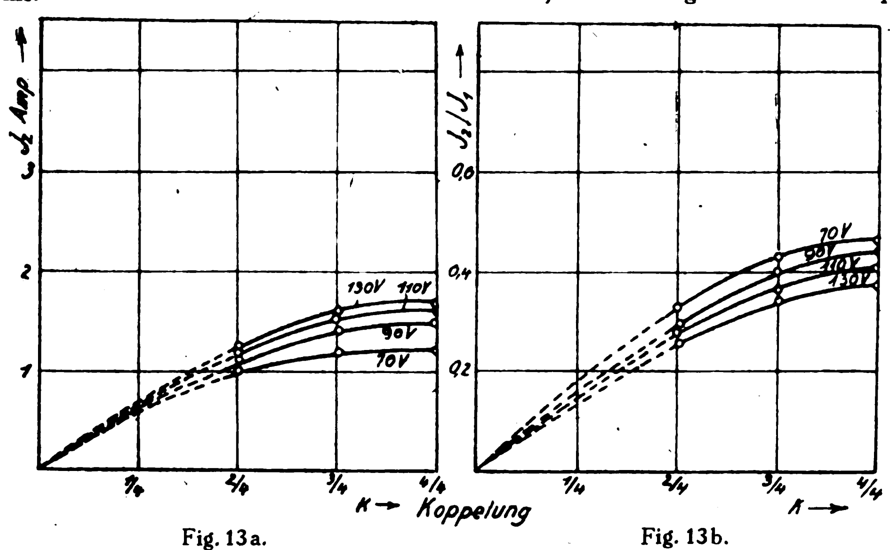


Fig. 13a. Fig. 13b.

Bei der Verfünffachung der Frequenz (Fig. 13) scheint nach dem Verlauf der Kurven in Fig. 13a die Kopplung $^4/_4$ diejenige zu sein, für die der Sekundärstrom ein Maximum wird.

Die Versuche, deren Ergebnisse in den Fig. 11, 12 und 13 dargestellt sind, wurden mit einer großen eisenfreien Induktivität L_1 von 0,081 Henry im Primärkreis gemacht, wurde dieselbe auf 0,041 Henry verringert, so änderte sich weder der Charakter der entsprechenden Kurven erheblich, noch auch die Werte des Sekundärstroms. Es verschwand nur bei der Frequenzverdreifachung sowohl aus den Kurven für den Sekundärstrom J_2, als aus denjenigen für das Verhältnis J_2/J_1 das Maximum, und sowohl die Werte von J_2, als diejenigen von J_2/J_1 stiegen um so höher an, je fester die Kopplung gemacht wurde.

§ 2. Der zeitliche Verlauf des Sekundärstroms.

a) Der zeitliche Verlauf des Sekundärstroms wurde mit der Braunschen Röhre und zwar nach zwei Methoden untersucht.

Die eine war diejenige, die H. Rukop und J. Zenneck in ihrer oben erwähnten Arbeit viel angewandt haben und die auch von K. Schmidt benutzt wurde: Ablenkung des Flecks der Braunschen Röhre in einer Richtung durch den Primärstrom und in einer dazu senkrechten Richtung durch den Sekundärstrom oder die Sekundärspannung. Auf diese Weise sind die Figuren 14 bis 17, 24 bis 26, 39 (vgl. Tafel) gewonnen. Sie geben den zeitlichen Verlauf des Sekundärstroms in seiner Abhängigkeit von demjenigen des Primärstroms.

Bei der zweiten Methode erhielt der Fleck der Braunschen Röhre in der einen z. B. der vertikalen Richtung eine Ablenkung proportional i_2, in der dazu senkrechten horizontalen Richtung eine Ablenkung proportional $\frac{di_2}{dt}$. Diese Methode[7]) liefert bei sinusförmigem Stromverlauf auf dem Schirm der Braunschen Röhre eine Ellipse mit vertikaler bzw. horizontaler Achse. Jede Abweichung von der Ellipsenform bedeutet eine Abweichung vom sinusförmigen Stromverlauf, die aus der Form der Kurve bestimmt werden kann[7]).

b) Verdreifachung der Frequenz.

Was man bei der ersten Methode erwartet, ist die Lissajousche Figur für das Frequenzverhältnis von 3 : 1 mit etwas abnehmender Achse der 3. Harmonischen und bei der zweiten Methode drei ineinander liegende Ellipsen, wobei entsprechend dem zweimaligen Anstoß der Sekundärschwingungen während jeder Periode des Primärstroms an zwei Stellen eine Verbindung der innersten mit der äußersten Ellipse vorhanden sein sollte. Solche Bilder kann man auch erhalten, wie die Fig. 16 und 20 zeigen, aber man erhält sie nicht, wenn man den Sekundärkreis so abstimmt, daß der Strom in ihm ein Maximum wird. Um sie zu bekommen, hat man die Eigenfrequenz des Sekundärkreises durch Erhöhung seiner Kapazität oder Induktivität um einen bestimmten Betrag kleiner zu machen, als einem maximalen Sekundärstrom entspricht. Bei Einstellung des Sekundärkreises auf maximalen Strom zeigen die Fig. 15 und 19[8]), die sich auf diesen Fall beziehen, gegenüber dem einfachen Verlauf der Kurven in Fig. 16 bzw. 20 eine Störung, die wie aus Fig. 15 in besonders einfacher Weise hervorgeht, darin besteht, daß der Sekundärkreis nicht in richtiger Phase angestoßen wird. Diese Störung wird noch verstärkt (Fig. 14 bzw. 18), wenn man die Eigenfrequenz des Sekundärkreises, z. B. durch Verkleinerung der Kapazität C_2 (Fig. 4), noch größer macht als bei maximalem Sekundärstrom. Sie tritt auch wieder, wenn auch in etwas anderer Weise, auf, wenn man, wie es bei der Aufnahme der Fig. 17 bzw. 21 geschehen ist, die Eigenfrequenz des Sekundärkreises kleiner macht

[7]) Ausführliche Angaben über diese Methode z. B. bei L. Casper, K. Hubmann und J. Zenneck, dies. Jahrb. **24**, 32—34, 1924.

[8]) Wegen der Veränderlichkeit, der Empfindlichkeit der Braunschen Röhre mit dem Vakuum ist der Maßstab in den einzelnen Figuren nicht ganz gleich, so daß also aus ihnen das Verhältnis der Strom-Amplituden nicht mit Sicherheit entnommen werden kann.

als diejenige, bei der der Sekundärstrom den einfachen Verlauf von Fig. 16 bzw. 20 besitzt.

Praktisch wichtig ist, daß der Sekundärstrom bei derjenigen Abstimmung, bei der er einen möglichst sinusförmigen Verlauf erhält, nur wenig geringer ist als bei Einstellung des Sekundärkreises auf maximale Stromstärke. Er war unter den Verhältnissen von Fig. 16 bzw. 20 = 2,3 Ampère, während er im Maximum (Fig. 15 bzw. 19) 2,5 Ampère betrug.

Außer den beschriebenen Aufnahmen, bei denen die Kopplung zwischen den Kreisen = 4/4 nach den oben benutzten Bezeichnung war, wurden noch zwei Figuren mit loser Kopplung und zwar Fig. 22 mit der Kopplung 3/4, Fig. 23 mit 2/4 aufgenommen. Dabei wie bei Fig. 16 bzw. 20 die Eigenfrequenz des Sekundärkreises so, daß der zeitliche Verlauf des Sekundärstroms ein möglichst ungestörter war. Gegenüber der entsprechenden Fig. 20 zeigen die Fig. 22 und 23 einen geringeren Abfall der Amplitude — die drei Ellipsen unterscheiden sich weniger voneinander — als bei der festeren Kopplung von Fig. 20. In dieser Beziehung scheint also eine losere Kopplung einen gewissen Vorteil zu bieten.

Aufnahmen mit kleinerer eisenfreier Induktivität im Primärkreis (L_1 = 0,041 Henry statt wie bei den Fig. 14 bis 23 = 0,081 Henry) ergaben nichts neues.

c) Verfünffachung der Frequenz.

Bei der Verfünffachung der Frequenz wiederholten sich alle Erscheinungen, die bei der Verdreifachung besprochen wurden.

Die Fig. 25 bzw. 28 sind bei einer Einstellung des Sekundärkreises auf maximalen Strom, Fig. 24 bzw. 27 bei einer etwas größeren und Fig. 26 bzw. 29 bei einer etwas kleineren Eigenfrequenz des Sekundärkreises aufgenommen. Sie zeigen dasselbe Bild wie die entsprechenden Fig. 14 bis 16, bzw. 18—20 bei der Frequenzverdreifachung. Bei der Einstellung auf maximalen Sekundärstrom (Fig. 25 bzw. 28) erfolgt der Anstoß desselben nicht ganz in richtiger Phase, noch weniger, wenn die Eigenfrequenz des Sekundärkreises noch größer ist (Fig. 24 bzw. 27). Wird dagegen die Eigenfrequenz des Sekundärkreises um einen ganz bestimmten Betrag erniedrigt (Fig. 26 bzw. 29), so läßt sich erreichen, daß der Anstoß des Sekundärstroms seinen sinusförmigen Verlauf nicht stört, sondern nur seine Amplitude wieder hoch bringt.

Bei loserer Kopplung zwischen Primär- und Sekundärkreis — 2/4 statt 4/4 wie bei den Fig. 24—29 — wurden die Fig. 30—32 erhalten, wobei bezüglich der Abstimmung des Sekundärkreises die Fig. 30, 31, 32 in dieser Reihenfolge den Fig. 27, 28, 29 entsprechen. Sie bestätigen das schon bei der Verdreifachung gewonnene Resultat, daß bei loserer Kopplung der Abfall der Amplitude im Sekundärkreis geringer ist als bei festerer.

Das Gegenteil scheint der Fall zu sein, wenn man die eisenfreie Selbstinduktion (L_1 Fig. 4) im Primärkreis reduziert. Bei den Fig. 33—35 war die eisenfreie Selbstinduktion L_1 = 0,041 und nicht wie bei den Fig. 24—32 0,081 Henry. (Der Abstimmung des Sekundärkreises nach entsprechen die Fig. 33 bzw. 34, bzw. 35 den Fig. 30, bzw. 31 bzw. 32; die Kopplung war 4/4.)

§ 3. Stoßerregung durch den Sekundärkreis.

Im vorhergehenden wurde gezeigt, daß der Strom im Sekundärkreis bei einer bestimmten Abstimmung desselben merklich sinusförmig wird, daß dagegen bei jeder anderen Abstimmung, insbesondere auch bei derjenigen für maximalen Sekundärstrom, eine Störung des sinusförmigen Verlaufs eintritt. Die Aufnahmen haben gezeigt, daß in diesem Fall in jeder Halbperiode des Primärstroms $\frac{di_2}{dt}$ sich rasch und nahezu sprungweise ändert. Läßt man den Sekundärstrom auf einen 3. Kreis induzieren, so muß diese plötzliche Änderung eine stoßweise EMK in diesem Kreis erzeugen und zur Stoßerregung seiner Eigenschwingungen Anlaß geben.

Diese Folgerung wurde mit der Anordnung von Fig. 36a bzw. 36b geprüft. Bei beiden induzierte der Sekundärstrom i_2 auf einen Tertiärkreis L_3 C_3, der aus der eisenfreien Spule L_3 und der Kapazität der Ablenkungsplatten in der Braunschen Röhre zusammen mit der verteilten Kapazität der Spule L_3 bestand. Die Eigenfrequenz dieses Kreises war viel höher als diejenige des Sekundärstroms.

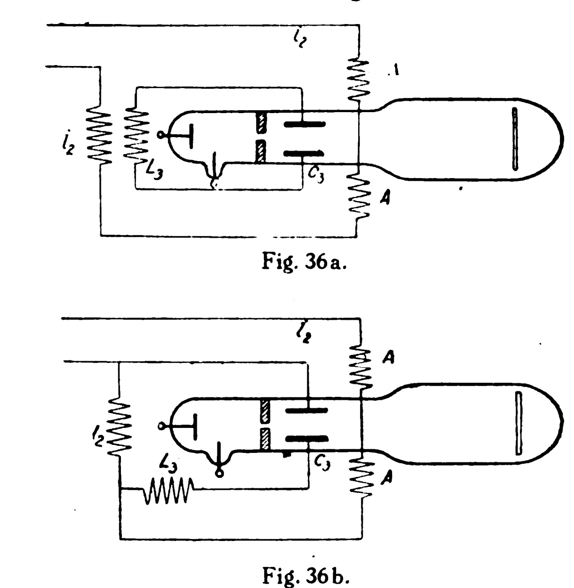

Fig. 36a.

Fig. 36b.

Die Kurve, die sich mit der Schaltung von Fig. 36a und zwar bei der Anordnung für Verdreifachung der Frequenz ergab, war Fig. 37, wenn der Sekundärkreis so abgestimmt war, daß der Strom in ihm entsprechend der Fig. 16 einen möglichst sinusförmigen Verlauf nahm. Sie zeigt keine Andeutung der Eigenschwingungen des Tertiärkreises C_3 L_3. Bei jeder anderen Abstimmung, insbesondere auch bei derjenigen für maximalen Sekundärstrom hatte die Kurve eine Form wie diejenige von Fig. 38, deren Kräusselungen das Auftreten von Eigenschwingungen des Kreises C_3 L_3 anzeigen. Fast noch stärker sieht man das Vorhandensein dieser Eigenschwingungen, wenn man in der Anordnung von Fig. 36a durch die Ablenkungsspulen A der Braunschen Röhre nicht den Sekundärstrom, sondern den primären hindurchschickt, während der Sekundärstrom i_2 nach wie vor auf den Kreis L_3 C_3 induziert. Man erhält dann bei maximalem Sekundärstrom die Fig. 39, die also der Fig. 15 entspricht. Ganz ebenso bleiben die Verhältnisse, wenn man die eisenfreie Selbstinduktion L_1 im Primärkreis, die bei den Fig. 37 bis 39 0,081 Henry gewesen war, auf 0,041 verkleinert. Bei Abstimmung des Sekundärkreises auf maximalen Strom erschien auf dem Schirm der Braunschen Röhre die Kurve Fig. 40, sie läßt starke Eigenschwingungen des Kreises L_3 C_3 erkennen. Daß diese bei geeigneter Abstimmung des Sekundärkreises vollkommen zum Verschwinden gebracht werden können, zeigt Fig. 41, die unter denselben Umständen, aber bei etwas kleinerer Eigenfrequenz des Sekundärkreises erhalten wurde.

Genau dasselbe Resultat ergab sich, wenn die Anordnung für die Verfünffachung der Frequenz eingestellt war. Als Beispiel führen wir Fig. 42 an (L_1 = 0,081 Henry,

Kopplung 4/4, Anordnung Fig. 36 b). Sie entspricht ebenso wie die Fig. 24 bzw. 27 dem Fall, daß der Sekundärkreis auf eine noch etwas höhere Frequenz als diejenige für maximalen Sekundärstrom abgestimmt war, und läßt die Eigenschwingungen des Kreises $L_3 C_3$ sehr klar erkennen.

Aus dieser Figur ebenso wie aus den Fig. 38, 39 und 40 geht unzweideutig hervor, daß der Anstoß der Eigenschwingungen des Kreises $L_3 C_3$ in dem Moment erfolgt, in dem der Sekundärstrom durch den primären angestoßen und durch diesen Anstoß sein sinusförmiger Verlauf gestört wird. Aus diesen Figuren ist weiter ersichtlich, daß diese Eigenschwingungen merklich abgelaufen sind, ehe der Anstoß in der nächsten Halbperiode des Primärstroms sich wiederholt. Es folgt daraus, daß das Verhältnis der Eigenfrequenz des Kreises $L_3 C_3$ zu derjenigen des Primär- oder Sekundärkreises keine Rolle spielen kann. Das konnte auch direkt nachgewiesen werden, indem die Induktivität L_3 variiert wurde. Der Vorgang blieb genau derselbe, es änderte sich nur die Frequenz der angestoßenen Schwingungen. Gleichzeitig lag in diesen Versuchen der Beweis dafür, daß es sich bei den beschriebenen Erscheinungen wirklich um die Eigenfrequenz des Kreises $L_3 C_3$ handelte.

Der Anstoß der Eigenschwingungen in einem Tertiärkreis ist aus folgendem Grund ausführlich untersucht worden. In der Praxis ist, wenn man keinen Zwischenkreis verwendet, der Sekundärkreis die Antenne. Wird die Antenne auf maximalen Antennenstrom abgestimmt, so besteht nach dem Ausgeführten die Gefahr, daß die Antennenschwingungen in irgendeinem Kreis, auf den sie induzieren, dessen Eigenschwingungen anstoßen, gleichgültig, welches die Eigenfrequenz dieses Kreises sein mag. Dieser Kreis kann irgendein Empfänger sein, der für einen ganz anderen Sender bestimmt ist; es kann aber auch eine Oberschwingung der Antenne selbst sein, die dann indirekt Empfänger in der Nähe ihrer Frequenz stört. Es folgt aus dem Gesagten, daß man diese Störung vermeiden kann, wenn man die Eigenfrequenz der Antenne um einen ganz bestimmten Betrag kleiner macht als dem maximalen Antennenstrom entspricht. Bei den untersuchten Anordnungen war die Einbuße an Sekundär- (Antennen-) Energie, die man dabei in Kauf nehmen mußte, nur gering.

Zusammenfassung.

1. Untersucht wurde eine Anordnung für Frequenzvervielfachung (Frequenz-Wandler), bei welcher der Primärkreis außer einer eisenfreien Spule von verhältnismäßig großer Induktivität eine Spule mit einem geschlossenen Eisenkern enthält, der auf den Sekundärkreis induziert. Wird dieser auf eine ungerade Harmonische des Primärstroms abgestimmt, so entsteht in ihm praktisch nur ein Strom dieser Harmonischen.

2. Bei unbelastetem Frequenz-Wandler ergab sich, daß der Primärstrom und damit die Sättigung des Eisenkerns um so höher sein muß, je höher die Harmonische ist, die man im Sekundärkreis zu erzeugen wünscht.

3. Bei belastetem Frequenz-Wandler wird der Sekundärstrom oder auch sein Verhältnis zum primären unter Umständen bei einer bestimmten Kopplung zwischen Primär- und Sekundärkreis ein Maximum.

Bezüglich des zeitlichen Verlaufs des Sekundärstroms zeigten Aufnahmen mit der Braunschen Röhre, daß bei derjenigen Abstimmung des Sekundärkreises, für welche der Effektivwert des Sekundärstroms ein Maximum wird, der sinusförmige Verlauf des Sekundärstroms beim Anstoßen durch den primären gestört wird. Das hat zur Folge, daß der Sekundärstrom sehr leicht die Eigenschwingungen irgend eines Kreises, auf den er induziert, erregt. Es läßt sich diese Störung vermeiden und ein merklich sinusförmiger Verlauf des Sekundärstroms erzielen, wenn man dem Sekundärkreis eine Eigenfrequenz gibt, die um einen ganz bestimmten Betrag niedriger ist als diejenige, bei welcher der Effektivwert des Sekundärstroms ein Maximum wird.

München, den 15. Oktober 1924.

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule München.

Eine neue Generatorröhre.

Von **Erich Habann.**

Jenaer Dissertation.

(Fortsetzung von S. 120, Bd. 24, Heft 5.)

Experimenteller Teil.

Sämtliche drei Formen werden im folgenden einer experimentellen Untersuchung unterzogen. Die Röhren waren hierbei einem konstanten, homogenen magnetischen Felde der angegebenen Richtung (senkrecht zur Zeichenebene der Figuren) und von der unten mitgeteilten Stärke ausgesetzt.

Form A.

Bei der gebauten Versuchsröhre war die Glühkathode noch von einem „Herausziehgitter" umgeben, auch war die Anode dreifach unterteilt, um noch andere, hier gleichgültige Untersuchungen zu gestatten Die Abmessungen gehen aus der Fig. 10 hervor. *A* ist die dreifach unterteilte Anode, *K* die Glühkathode, ein Wolframfaden von dem Durchmesser 0,08 mm und 3 cm Länge und dem Heizstrom 1,05 Amp. *G* ist die Gitterspirale. Sie hat drei Windungen pro cm eines 0,2 mm dicken Drahtes. Der Durchmesser der Spirale betrug 6 mm. Die Anode, Spirale, Seitenplatten waren 20 mm lang, hatten also fast die Länge des glühenden Fadens. Die angewandte Schaltung zeigt Fig. 11, ebenso die Spannungsbezeichnungen und Stromrichtungen. Die ganze Röhre wurde einem homogenen konstanten magnetischen Felde von der

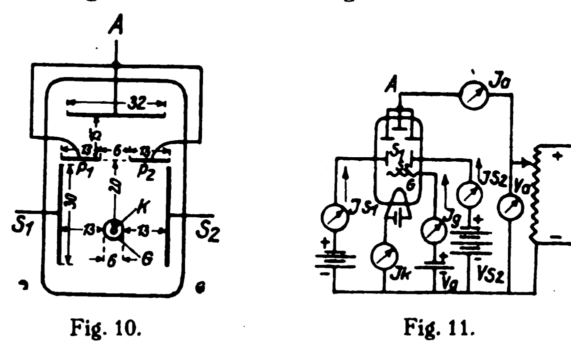


Fig. 10. Fig. 11.

Stärke 42,9 Gauß ausgesetzt, dessen Kraftlinien die Richtung des Glühfadens hatten. Die Polung des Magnetfeldes mußte derart erfolgen, daß die magnetischen Kaftlinien die von der Kathode zur Anode übergehenden Elektronen zu derjenigen

von den beiden Seitenplatten abzulenken trachteten, die die geringere Spannung gegenüber dem Glühfaden hatte. Für den praktischen Versuch haben wir zu bedenken, daß nicht allein eine Spannungsdifferenz ($Vs_1 - Vs_2$) zwischen den Platten S_1 und S_2 für den auf Seite 117 erörterten Ablenkungseffekt notwendig ist, sondern auch beide Platten eine positive Spannung Vs_1, Vs_2 gegenüber dem Glühfaden haben müssen, damit sie in der Lage sind, die auf sie zufliegenden Elektronen aufzunehmen und zur Kathode zurückzuleiten. Wurde

$$Vs_1 = 443{,}2, \quad Vs_2 = 136, \quad Vg = 62 \text{ Volt}$$

gemacht und am Potentiometer die Spannung Va variiert, und wurden dabei die zugehörigen Stromwerte Ja, Jg, Js_1, Js_2 abgelesen, während Vs_1, Vs_2, Vg völlig konstant gelassen

Tabelle 1.

$Jg \cdot {}^1/_{10}$ mA	$Js_1 \cdot {}^1/_{10}$ mA	$Va \cdot$ volt	$Ja \cdot {}^1/_{10}$ mA	$Js_2 \cdot {}^1/_{10}$ mA	berechnet $Jk \cdot {}^1/_{10}$ mA
94,4	76	0	2,2	3	175,6
93	55	20	25	2	175
88	42	40	49,5	2	181,5
80	27	60	78	0	185
78	15	78	93	0	186
74	6	92	85	22	187
72	2	120	59	54	187
70	0,4	140	42,5	75	187,9
68	0	160	29	92,4	189,4
66,4	0	200	13,8	112	192,2
64,4	0	240	9	121,6	195

wurden, so erhielt man folgende Daten. Tabelle 1. Hieraus folgen die Kurven der Fig. 12. Js_1 und Js_2 sind die Ströme, welche dabei die in der Fig. 11 bezeichneten Amperemeter anzeigen. Auf die Abszisse ist die Anodenspannung Va abgetragen, auf die Ordinate der Strom. *I* ist die Kurve für den Seitenstrom Js_1, *II* für den Anodenstrom Ja, *III* für den Strom Js_2 der rechten Seite. Der linke Seitenstrom Js_1 nimmt mit wachsender Anodenspannung dauernd ab. Der Anodenstrom dagegen steigt zuerst mit wachsender Anodenspannung und fällt später. Indem der Anodenstrom steigt, nimmt der linke Seitenstrom ab. Wenn aber der Anodenstrom fällt, beginnt der rechte Seitenstrom zuzunehmen. Der gesamte Elektronenstrom J_k ist in der Tabelle 1 berechnet worden. Er nimmt etwas mit der Anodenspannung zu, der Gitterstrom J_g etwas ab. Beide Stromänderungen fallen gegenüber denen an den Seiten und an der Anode kaum ins Gewicht. Der in den Außenraum übertretende Strom ($Js_1 + Js_2 + Ja$) wird lediglich verteilt, und zwar bei kleinen Anodenspannungen auf die linke Seite, bei höheren Anodenspannungen auf die Anode, bei noch höheren Anodenspannungen auf die rechte Seite. Die auf Seite 115 besprochene zweite Möglichkeit wird hier verwirklicht. Zu jedem Vs_1- und Vs_2wert gehört ein bestimmtes magnetisches Feld, um günstige Charakteristiken zu erzielen. Ohne oder bei falsch gerichtetem Magnetfeld fehlte die fallende Charakteristik vollkommen.

Erläuterung:
Va = Anodenspannung
I = Strom in die Seite S_1
II = „ „ „ Anode A
III = „ „ „ Seite S_2

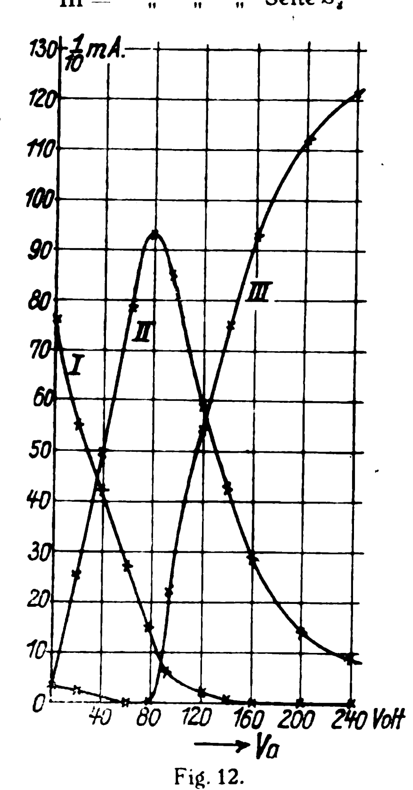


Fig. 12.

Die Röhre kann die Theorie qualitativ bestätigen.

Form B.

Nach den im theoretischen Teil gemachten Ausführungen verlangen wir von einer Röhrenkonstruktion nach Form B, daß die von der Anode abgelenkten Elektronen nicht an die rechte Seitenplatte, wie sie Form A hatte, gehen, sondern zum Glühdraht zurückgelangen. Die erste Frage, die wir uns daher vorlegen, ist folgende: Wird bei dieser Röhre nach Form B (Fig. 4) das theoretische Ergebnis bestätigt? Findet

Tabelle 2.

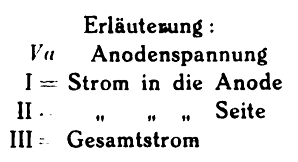
	III	II		I
	$J \cdot {}^1/_{10}$ mA	$Js \cdot {}^1/_{10}$ mA	$Va \cdot$ volt	$Ja \cdot {}^1/_{10}$ mA
Zu den Kurven 13a gehörig.	93	75	0	18
	81	42	10	39
	73,5	32	12,4	41,5
	38	8	21	30
	19	3	30,4	16
	7,6	1,6	54	6
	Magnetische Feldstärke H = 79,1 Gauß		Vs = 160 volt	Heizstrom Jh = 1,1 A
	III	II		I
	$J \cdot {}^1/_{10}$ mA	$Js \cdot {}^1/_{10}$ mA	$Va \cdot$ volt	$Ja \cdot {}^1/_{10}$ mA
Zu den Kurven 13b gehörig.	124	118	0	6
	129	94	10	35
	99	35	26	64
	43	6	43	37
	18	3	68	15
	8,9	2,4	96	6,5
	Magnetische Feldstärke H = 79,1 Gauß		Vs = 200 volt	Heizstrom Jh = 1,1 A

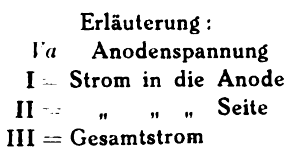
also tatsächlich ein automatisches Zurückwandern der Elektronen zum Glühdraht hin statt? Tabelle 2 zeigt den Anoden-, Seiten- und Gesamtstrom in Abhängigkeit von der Anodenspannung. Entsprechend zeigt Fig. 13a in *I* die Anodenstromcharakteristik, in *II*, wie sich der Seitenstrom Js mit der Anodenspannung ändert. Wir sehen:

1. Der Seitenstrom nimmt mit wachsender Anodenspannung ab. Der Anodenstrom nimmt zunächst zu.

2. Die darauf folgende Abnahme des Anodenstromes ist nicht darin begründet, daß der Seitenstrom, etwa analog den Erscheinungen der Form A, wieder steigt, sondern ist nur so zu erklären, daß der Gesamtstrom J abgenommen hat, indem die Elektronen wirklich zum Glühdraht zurückkehren. *III* zeigt den Gesamtstrom in Fig. 13a. Der gesamte Elek-

tronenstrom hat mit wachsender Anodenspannung durchweg abgenommen. Aus den Kurven der Fig. 13a und 13b, die bei verschiedenen Seitenspannungen V_s aufgenommen sind, ist





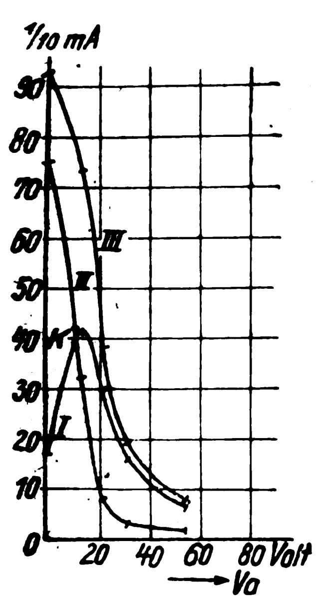


Fig. 13a.

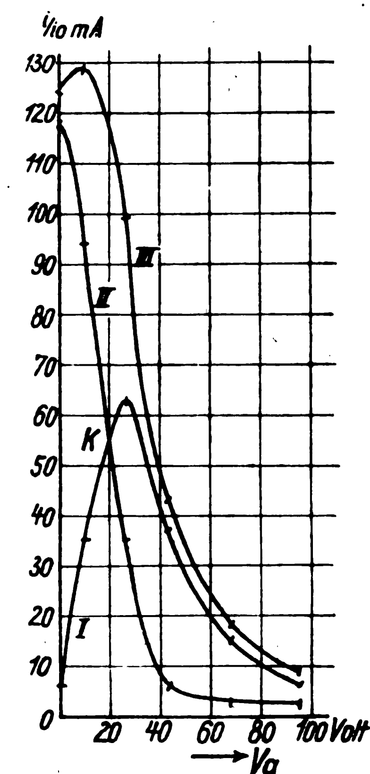


Fig. 13b.

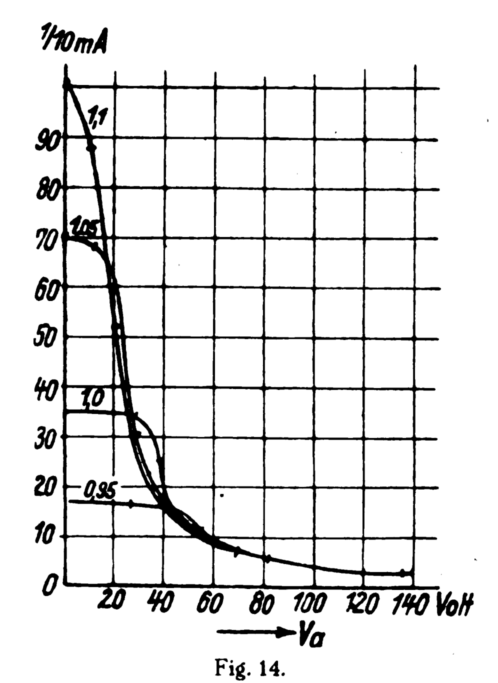


Fig. 14.

auch ersichtlich, daß die Kurve des abfallenden Anodenstromes der Kurve für den Gesamtstrom parallel läuft. Die Steilheit des fallenden Anodenstromes ist das Wesentliche, weil sie ein Maß für den negativen Widerstand bildet und damit die Güte der Röhre weitgehend bestimmt. Die Steilheit des fallenden Anodenstromes ist deswegen gleich der Steilheit des abnehmenden Gesamtstromes, weil eines das andere bedingt. So können wir unsere Untersuchungen im folgenden vereinfachen, indem wir sie auf den Gesamtstrom konzentrieren. Diese Untersuchungsmethode, die die Ursache der fallenden Anodenstromcharakteristik erfaßt, hat außerdem den Vorteil, etwaige Irrtümer, wie sie Sekundärelektronen an der Anode vortäuschen können, zu vermeiden.

Tabelle 3.

Magnetische Feldstärke H = 79,1 Gauß V_s = 160 volt

Jh = 1,1 A		Jh = 1,05 A		Jh = 1,0 A	
Va volt	$J \cdot {}^1/_{10}$ mA	$Va \cdot$ volt	$J \cdot {}^1/_{10}$ mA	$Va \cdot$ volt	$J \cdot {}^1/_{10}$ mA
0	101	0	70	0	35
10	88	12	68,5	27,6	34
20	52	20	60	38	25
32	22	28	30	45	14,5
40	15	42	15	70	7
70	7	68	7	136	3
120	3	138	3		

Jh = 0,95 A	
$Va \cdot$ volt	$J \cdot {}^1/_{10}$ mA
0	17
46	16,5
55	11
82	6
142	3

Der Gesamtstrom hat mehrere Parameter. Er ist abhängig von der Heizung, vom Magnetismus, von der Seitenspannung. Nehmen wir zunächst die Abhängigkeit des Gesamtstromes von der Anodenspannung bei den verschiedenen Heizwerten Jh auf, so ergeben sich die Daten der Tabelle 3 oder die Kurven der Fig. 14. Mit geringerer Heizung tritt eine vernachlässigbar kleine Verschiebung nach höheren Anodenspannungswerten auf. Im übrigen wird nur die obere Knickstelle von der Heizung stark verschoben, d. h. der Sättigungsstrom wird durch die Temperatur des Glühfadens bestimmt.

Tabelle 4.

Magnetische Feldstärke H = 79,1 Gauß Jh = 1,1 A

V_s = 200 volt		V_s = 180 volt		V_s = 160 volt	
$Va \cdot$ volt	$J \cdot {}^1/_{10}$ mA	$Va \cdot$ volt	$J \cdot {}^1/_{10}$ mA	$Va \cdot$ volt	$J \cdot {}^1/_{10}$ mA
0	127	0	122	0	98
10	126	12	109	10	86
20	112	24	70	20	51
30	83	38	30	34	19
43	42	74	10	76	6
58	25	136	4	122	2,5
93	10				
150	5				

V_s = 140 volt		V_s = 120 volt		V_s = 100 volt	
$Va \cdot$ volt	$J \cdot {}^1/_{10}$ mA	$Va \cdot$ volt	$J \cdot {}^1/_{10}$ mA	$Va \cdot$ volt	$J \cdot {}^1/_{10}$ mA
0	73	0	56	0	36
8	60	6	45	7,6	18
16	29	20	11	20	5
38	8	56	3	68	1
98	2	82	1,5		

Wird die Abhängigkeit des Gesamtstromes von der Anodenspannung bei den verschiedensten Seitenspannungen V_s aufgenommen, so folgen die Daten der Tabelle 4 bzw. die Kurven der Fig. 15. Mit wachsender Seitenspannung wird allgemein der Anfangsstrom größer, und es tritt eine Verschiebung der gesamten Charakteristik nach der Seite

höherer Anodenspannung auf. Die Kurven sind einander recht parallel, haben alle dieselbe Steilheit. Die Verschiebung läßt sich ungezwungen erklären: Nach Formel 16) wird bei größerem V_s auch g und damit der Gesamtstrom allgemein größer.

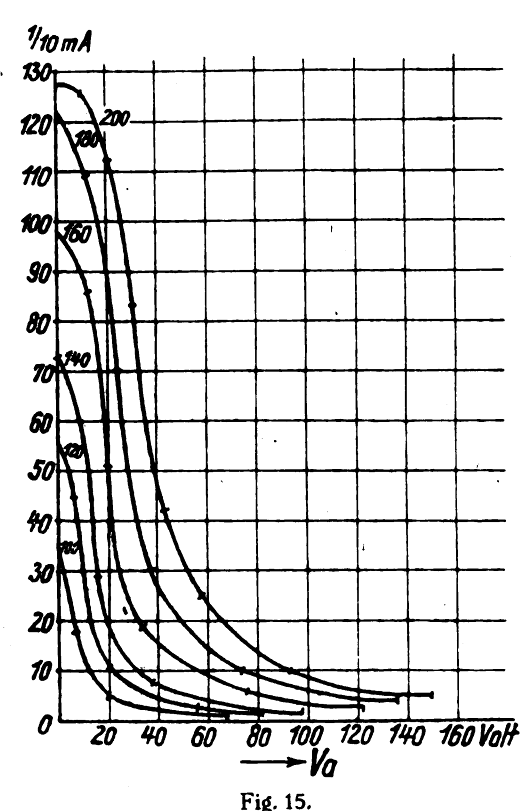


Fig. 15.

Tabelle 5.

$J_h = 1{,}1$ A $V_s = 160$ volt Magnetische Feldstärke $= H$

$H = 30{,}5$ Gauß		$H = 33$ Gauß		$H = 36{,}3$ Gauß	
$V_a \cdot$ volt	$J \cdot {}^1/_{10}$ mA	$V_a \cdot$ volt	$J \cdot {}^1/_{10}$ mA	$V_a \cdot$ volt	$J \cdot {}^1/_{10}$ mA
0	124	0	123	0	122
16	124	20	124	20	113
36	120	30	120,5	54	91
118	114	46	116	100	64
136	121	114	82	140	44
164	130	130	75	158	48
		146	80	178	60
		162	97,5		

$H = 38{,}7$ Gauß		$H = 47$ Gauß		$H = 58{,}5$ Gauß	
$V_a \cdot$ volt	$J \cdot {}^1/_{10}$ mA	$V_a \cdot$ volt	$J \cdot {}^1/_{10}$ mA	$V_a \cdot$ volt	$J \cdot {}^1/_{10}$ mA
0	118	0	114	0	111
16	111	10	105	20	80
38	91	30	82	38	42
54	73	54	49	58	22,5
92	41	80	18	100	9
144	29	112	10	132	4
166	36	128	11		
192	50				

$H = 70{,}9$ Gauß		$H = 79{,}1$ Gauß	
$V_a \cdot$ volt	$J \cdot {}^1/_{10}$ mA	$V_a \cdot$ volt	$J \cdot {}^1/_{10}$ mA
0	102	0	94
9,8	91	8	85
20	61	20	47
30	32	40	14
48	15	84	5
64	9		
108	4		

Nehmen wir schließlich die Abhängigkeit des Gesamtstromes von der Anodenspannung bei den verschiedensten magnetischen Feldstärken auf, so ergeben sich die Daten der Tabelle 5 oder die Kurven in Fig. 16. Der Anfangsstrom ist am größten bei kleinen magnetischen Feldstärken, wo der Strom den Sättigungswert erreicht. Bei kleinen magnetischen Feldstärken ist die Steilheit sehr gering, die ganze fallende Charakteristik sehr wenig ausgeprägt, der Strom beginnt nach geringem Abnehmen sofort wieder zu steigen. Je stärker der Magnetismus gemacht wird, desto größer wird die Steilheit. Der Strom geht bis auf Null herab. Wird jetzt der Magnetismus noch mehr vergrößert, so bleibt die an sich große Steilheit erhalten, und es tritt eine Verschiebung der

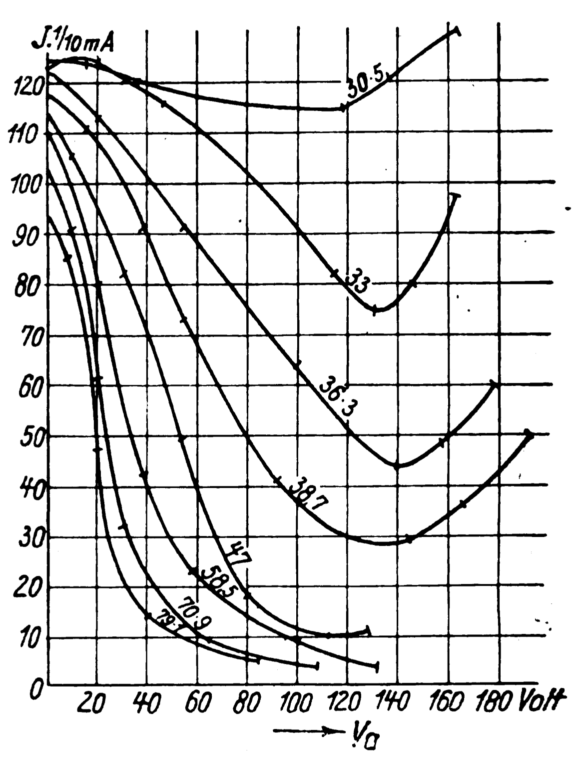


Fig. 16.

Charakteristik nach kleineren Anodenspannungen hin auf. Die Steilheit ist demnach unabhängig von der Heizung und von der Seitenspannung, im starken Maße aber abhängig von der magnetischen Feldstärke. Betrachten wir die Kurven der Fig. 16 bei $V_a = 160$ Volt, wo also $V_a = V_s$ ist, so sehen wir bei starken magnetischen Feldern einen Strom annähernd gleich Null. Je kleiner die magnetische Feldstärke ist, desto größer wird der Strom. Da die Steilheit dann am besten ausgebildet ist, wenn der Strom möglichst bis auf Null herabgeht, so erkennen wir, daß wir tatsächlich und zweckmäßig in dem Gebiet der Formel

$$v_r = \sqrt{2 k q - \left(\frac{C_1}{r} + \frac{k r H}{2 c}\right)^2}$$

(Seite 118) gearbeitet haben, wo v_r am Elektrodenzylinder imaginär ist und die Elektronen den Glühdraht unter dem Einfluß des radialen elektrischen Feldes lediglich umschwärmen, ohne bis an den Anodenzylinder zu gelangen. Die Forderungen der Theorie, daß für kleine Anodenspannungen (großes $\mathfrak{E}_y$ und großes g) der Gesamtstrom groß sei, finden wir bestätigt. Der Gesamtstrom nähert sich mit wachsender Anodenspannung ($\mathfrak{E}_y$, g wird kleiner und Null) dem Werte Null. Polt man H um, dann ändert g sein Vorzeichen: die Elektronen, die eben noch an die rechte Kante flogen und diese zum Glühen brachten, wandern jetzt an die linke Kante und bringen diese zum Glühen, während man das Verschwinden des Glühens der rechten Kante beobachtet.

g ändert sich in der Formel 16) bei einer bestimmten Änderung von Va weniger intensiv bei großem H als bei kleinem H. Man müßte erwarten, daß demnach auch die Steilheit mit größer werdendem H abnimmt. Aus den Kurven der Fig. 16 ist das Umgekehrte ersichtlich. Das würde bedeuten, daß H nicht nur auf die Geschwindigkeit g verändernd einwirkt, sondern auch auf die Dichte σ und wahrscheinlich auch auf die Breite des von der Kathode zur

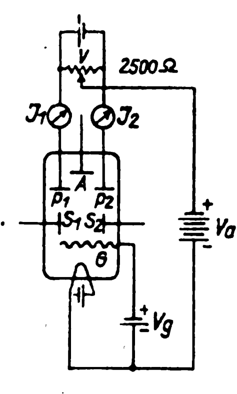


Fig. 17.

Anodenkante übergehenden Elektronenstromes. Das ist plausibel, denn beide Größen hängen von den Anfangsbedingungen ab, und diese wiederum im hohen Maße von H. Rückt doch allein der Grenzzylinder mit größerem H immer dichter an den Glühdraht heran, so daß infolge des kleineren Raumes die Raumladung eine stärker bremsende Wirkung allgemein ausüben wird.

Bei der symmetrischen Röhre, wie sie benutzt wurde, sollte man erwarten, daß der Anodenstrom und Seitenstrom

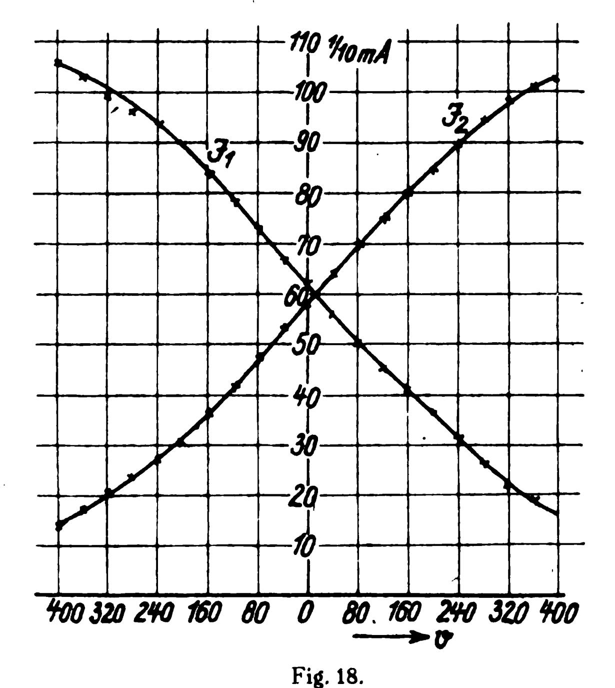


Fig. 18.

bei einem gerade auf die Trennstelle von Anoden- und Seitenzylinder gerichteten Elektronenstrom dieselben Werte (siehe Punkt K in Fig. 13 a/b) bei gleichen Spannungen erreichen sollten. Da dies nicht der Fall ist, so schließen wir, daß der Elektronenstrahl nicht genau auf die Kante, sondern zugunsten des Anodenzylinders verschoben ist.

Eine Frage von grundsätzlicher Bedeutung ist noch durch das Experiment zu klären: Können sich bei der Verteilung der Elektronen an der Kante M_1 bzw. M_2 zwischen Anode und Seite irgendwelche labilen Zustände herausbilden? Verschiebt sich der Gesamtstrom zwischen Anode und Seite etwa sprunghaft? Die Röhre nach Fig. 10 gestattet uns eine experimentelle Prüfung dieser Fragen. Die benutzte Schaltung geht aus Fig. 17 hervor. v ist die Spannungsdifferenz zwischen den beiden Platten p_1 und p_2. Die mittlere Spannung der beiden Platten gegenüber der Kathode ist Va. Der gesamte zu den beiden Platten hinüberfließende Elektronenstrom J kann durch die Gitterspannung Vg reguliert werden. Ein Magnetfeld fehlt bei dieser Untersuchung, damit der Elektronenstrom in der Röhre gerade auf die Stoßfuge der beiden Platten p_1 und p_2 gerichtet sei. Die Tabelle 6 und die dazugehörigen Kurven (Fig. 18) zeigen, daß sich der Gesamtstrom durchaus kontinuierlich zwischen den beiden Platten gemäß der Spannungsdifferenz v verteilt, die zwischen ihnen herrscht.

Tabelle 6.

$Jh = 1{,}04$ A	$Vg = 40$ volt	$Va = 360$ volt
$J_1 \cdot {}^1/_{10}$ mA	v · Volt	$J_2 \cdot {}^1/_{10}$ mA
16	+ 396	102,4
19	+ 360	101
22	+ 320	98
26,2	+ 280	94,4
31,8	+ 240	89,6
36,8	+ 200	84,4
41,1	+ 160	80
45,5	+ 120	75
50	+ 80	70
56	+ 40	64
62	0	58
67	— 40	53,6
73	— 80	47,6
78,5	— 120	42
83,8	— 160	36,4
90	— 200,8	30,8
93	— 240	27,6
96	— 284	24
99	— 320	21
102,8	— 360	17,6
105,2	— 400	14,4

Form C.

Hier ist nur durch das Experiment der Nachweis zu erbringen, daß die fallende Charakteristik nach um so höheren Anodenspannungswerten verschoben wird, auf je negativere konstante Spannungen Vp (gegenüber der Glühkathode) die Schutzplatte aufgeladen wird. Bei verschiedenen Schutzplattenspannungen ergeben sich für die Anodenstromcharakteristiken die Daten der Tabelle 7. Fig. 19 veranschaulicht diese Charakteristiken. In der Tat wird durch die negative Plattenspannung die ganze fallende Anodenstromcharakteristik fast parallel nach höheren Anodenspannungswerten hin verschoben. Im Falle $Vp =$ — 94 Volt liegt die fallende Charakteristik innerhalb von Anodenspannungen, die größer sind als die Seitenspannung.

Tabelle 7.

$Jh = 1{,}05$ A $Vs = 132$ volt $H = 61{,}8$ Gauß

$Vp = 0$		$Vp = -94$ volt	
Va · volt	$Ja \cdot {}^1/_{10}$ mA	Va · volt	$Ja \cdot {}^1/_{10}$ mA
0	10	0	14
8	29	16	48
86	72	72	80
100	66,5	128	105
124	49	156	100
160	24	176	90
192	14	208	60
232	11	232	31
252	13	280	16
		324	18

Technischer Teil.

Eine der beschriebenen Generatorröhren, z. B. die der letzten Form C, liefert in Zusammenschaltung mit einem geeigneten Schwingungskreis ohne weiteres hochfrequente Schwingungen. Wird dabei als Arbeitspunkt $Va = 208$ Volt (Fig. 19), also die Mitte W der fallenden Charakteristik gewählt, so sind die Schwingungen, weil den Wechseln an-

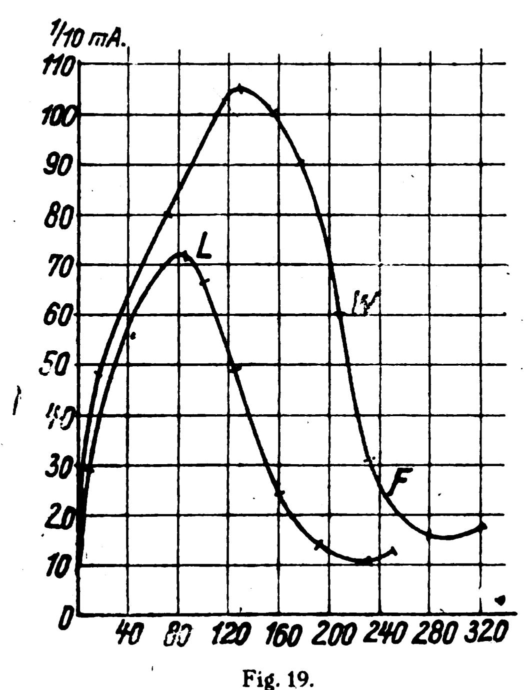


Fig. 19.

nähernd symmetrische Teile der fallenden Charakteristik zur Verfügung stehen, erster Art und sinusförmig. Aber auch Schwingungen zweiter Art lassen sich bei dieser Röhre leicht erzeugen, weil die Anodenstromcharakteristik nach dem Abfallen nicht sofort wieder ansteigt, sondern eine längere Strecke flach verläuft, wo der Anodenstrom also annähernd gleich Null ist. Wir haben zu diesem Zweck nur während des Schwingens die Spannung Va soweit zu vergrößern, bis der Arbeitspunkt an den unteren Teil F der fallenden Charakteristik etwa bei $Va = 260$ Volt zu liegen kommt. Der Schwingungskreis erhält dann Impulserregung. Nur der erste Wechsel durchläuft die fallende Charakteristik. Man beobachtet jetzt eine Vergrößerung der hochfrequenten Energie im Schwingungskreis. Bringt man aber die Schwingungen durch Kurzschließen des Schwingungskreises gewaltsam zum Erlöschen und entfernt dann wieder den Kurzschluß, so beobachtet man keine Schwingungen mehr: die Steilheit ist an der Arbeitsstelle $Va = 260$ Volt (Fig. 19) zu gering, als daß den bekannten Anschwingbedingungen Genüge geleistet würde.

Je größer die Steilheit ist, desto leichter schwingen die Schwingungskreise an. Möglichst große Steilheit ist daher ein Erfordernis für jede technisch brauchbare Röhre. Kleiner Zylinderdurchmesser, Glühkathoden mit großen Sättigungsströmen sind für eine große Steilheit günstig.

Bei der Schwingungserzeugung arbeitet man in praxi stets in der Mitte der fallenden Charakteristik, wo die Steilheit am größten ist. Der Anodenstrom schwankt dann beim Schwingen zwichen Null und dem Sättigungsstrom der Glühkathode. Die Anodenspannung schwankt um die eingestellte Anodengleichspannung als Mittelwert derart, daß die ganze fallende Charakteristik durchlaufen wird.

Die Schwingungsenergie ist offenbar um so größer, je größer sowohl die Anodenstromschwankungen als auch die Anodenspannungsschwankungen sind, d. h. je länger die fallende Charakteristik ist. Da bei gegebener Glühkathode der Sättigungsstrom nicht mehr gesteigert werden kann, so ist eine Energievermehrung nur durch Vergrößerung der Schwankungen der Anodenspannung zu erreichen. Letzteres bedeutet aber nichts anderes als: die fallende Charakteristik ist möglichst flach zu gestalten — eine Forderung, die der obigen für das Anschwingen widerspricht.

Die technische Röhre (Fig. 9) zeichnen nun zwei Eigenschaften aus. Der fallende Teil der Anodenstromcharakteristik kann erstens beliebig weit nach höheren Anodenspannungen hin verschoben werden, und zwar, ohne daß die

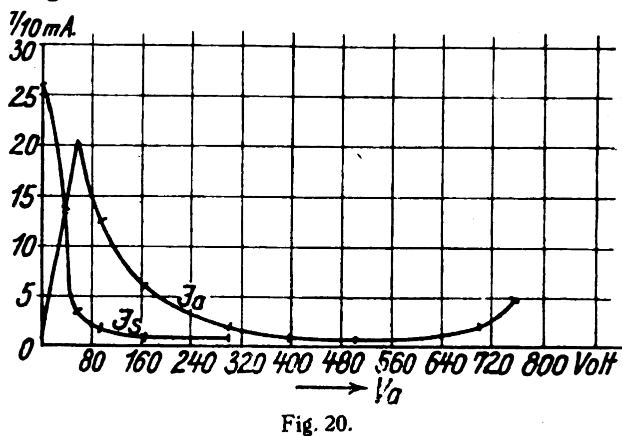


Fig. 20.

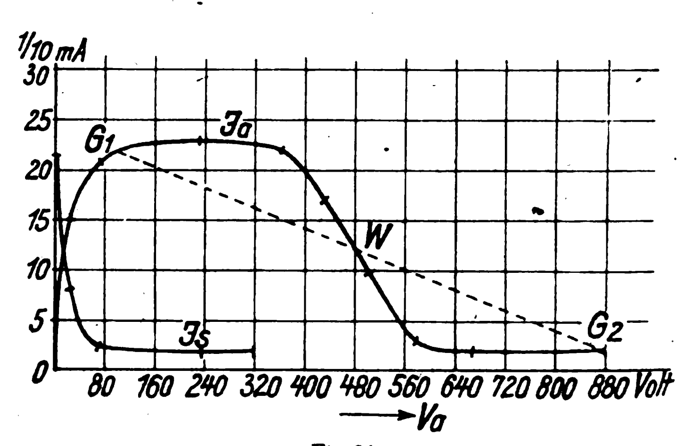


Fig. 21.

Steilheit darunter leidet (vgl. auch S. 139). Es wird aber zweitens nur der fallende Teil des Anodenstromes verschoben, nicht etwa der ansteigende, wie ein Vergleich der beiden Tabellen 8 und 9 bzw. Kurven (Fig. 20, 21) zeigt. Infolgedessen bleibt an den Enden der fallenden Charakteristik der Anodenstrom während eines großen Anodenspannungsbereiches konstant. Im Arbeitspunkt (Mitte der Charakteristik etwa bei W) ist die Steilheit groß und daher für das Anschwingen günstig. Die Schwingungen schaukeln sich aber

Tabelle 8.

$Vs = 208$ volt	$H > 70$ Gauß	$Vp = 0$
$Ja \cdot {}^1/_{10}$ mA	Va · volt	$Js \cdot {}^1/_{10}$ mA
0,2	0	26,4
13,5	38	14
20,6	56	3,6
12,5	96	2
6	164	2
2	276	2
1	396	2
1	436	
0,8	499,2	
1,2	608	
2	700	
5	752	

Tabelle 9.

V_s - 208 volt	H > 70 Gauß	V_p — 424 volt
$J_a \cdot {}^1/_{10}$ mA	$V_a \cdot$ volt	$J_s \cdot {}^1/_{10}$ mA
0	0	21,6
15	26	8
21	72	2,4
23	232	2
22	364	2
17	436	2
10	503,2	2
3	576	2
2	668	
2	880	

soweit auf, daß auch die horizontalen Teile der Charakteristik durchlaufen werden, etwa bis zu den Punkten G_1 und G_2. Die Wirkung auf die Schwingungsenergie ist dann derart, als wenn eine gradlinige Charakteristik von der punktierten Neigung zur Verfügung stünde. Um also bei gegebenem Emissionsstrom die Energie beliebig zu steigern, muß die fallende Charakteristik möglichst weit in höhere Anodenspannungsbereiche verschoben werden. In der Tat wurde bei der technischen Röhre bei konstanter Heizung, Seitenspannung und magnetischen Feldstärke beobachtet, daß die hochfrequente Energie fast linear mit der Anodenspannung wächst, ohne daß dadurch das Anchwingen irgendwie beeinträchtigt wurde.

In den letzten Tabellen und Kurven ist auch noch die Abhängigkeit des Seitenzylinderstromes von der Anodenspannung enthalten. Der Seitenzylinderstrom J_s ist in dem ganzen Anodenspannungsbereich (G_1—G_2), der beim Schwingen durchlaufen wird, gleich Null. Die Anode ist demgemäß die einzige Elektrode in der Röhre, wohin beim Schwingen fast der gesamte Elektronenstrom wandert. Die Anodenspannung wird beim Schwingen bis G_1', bis auf wenige Volt, die auf den ansteigenden Ast der Anodenstromcharakteristik entfallen, ausgenutzt. Es ist schon gesagt worden, daß der Elektronenstrom beim Schwingen einerseits den Sättigungsstrom erreicht, andererseits bis auf Null herabgeht. Infolge aller dieser Umstände wird der theoretische Wirkungsgrad von 50% der zugeführten Hochspannungsenergie fast erreicht. Bei einer technischen Röhre wurde bei 800 Volt Gleichspannung und 28 mA Gleichstrom eine hochfrequente Energie von 11 Watt beobachtet.

Die Röhren müssen sorgfältig evakuiert sein. Die Elektroden müssen durch Traktieren mit Hochspannung beim Pumpen ausgeglüht und völlig entgast sein. Die geringsten Gasreste können die beschriebenen Wirkungen beeinträchtigen oder — bei Glimmlicht — ganz aufheben.

Da sich der gesamte Anodenstrom, wie dargetan wurde, auf eine schmale Kante an der Anode konzentriert, so kommt die Kante leicht zum Glühen. Dadurch daß der Kante der Anode durch Rippen oder Faltungen nach außen eine größere Wärme ausstrahlende Fläche gegeben wurde, konnte das Glühen und damit die Gefahr einer Gasabgabe hintenan gehalten werden.

Schließlich ist noch zu bemerken, daß die Röhren (in Fig. 19 besonders an der oberen Knickstelle L) an den Enden der fallenden Charakteristik mit Verstärkung behaftete Gleichrichtereffekte zeigen.

Die weitere technische Durchbildung erstreckte sich weniger auf die Röhre als auf die Zubehörteile. So wird das magnetische Feld von einem Elektromagneten erzeugt, der seinen geringen Strom aus der Heizbatterie bezieht.

Zusammenfassung.

1. Es wird allgemein die Möglichkeit untersucht, fallende Charakteristiken bei Hochvakuumröhren zu erzielen.
2. Es wird ein neues Prinzip zur Erzeugung fallender Charakteristiken bei Hochvakuumröhren aufgestellt.
3. Die allgemeinen theoretischen Betrachtungen des Prinzips führen zu drei Ausführungsformen A B C.
4. Die drei Ausführungsformen werden einer experimentellen Prüfung unterzogen, welche die Theorie bestätigt.
5. Die technische Röhre (Ausführungsform C) wird in bezug auf Steilheit (Anschwingen), Leistungsfähigkeit und Nutzeffekt geprüft.
6. Einige beim Arbeiten mit der Röhre auftretende interessante Erscheinungen werden mitgeteilt, einige Schwierigkeiten behoben.

Es ist mir eine angenehme Pflicht, Herrn Professor Max Wien für alle Aufmunterung und Förderung, die mir bei dieser Arbeit zuteil wurde, herzlich zu danken, ebenso auch Herrn Professor Busch für seine Unterstützung durch Rat und Tat.

Drahtlose Telegraphie mit kurzen Wellen.

Von **F. Kiebitz.**

(Mitteilung aus dem Telegraphentechnischen Reichsamt.)

Die Erfolge, die Marconi in den letzten Jahren durch die Verwendung kurzer Wellen in der Funkerei erzielt hat, haben berechtigtes Aufsehen erregt, um so mehr als Marconi sich mit Recht rühmen kann, einige weit verbreitete Ansichten über die Unbrauchbarkeit der kurzen Wellen als irrig nachgewiesen zu haben.

Diese irrigen Auffassungen sind indessen keineswegs allgemein geteilt worden. Vor dem Kriege hatten die deutschen Reichsbehörden ein erhebliches Interesse an der funkentelegraphischen Verbindung des Mutterlandes mit den Schutzgebieten. Für diesen Zweck ist schon damals die Verwendung der kürzesten Wellen erstrebt worden. Dies ist in einem Bericht ausgeführt, den ich im Auftrage des damaligen Reichspostamts für die Zwecke des Ausschusses der Reichsbehörden für gemeinsame Arbeiten auf dem Gebiet der Funkentelegraphie erstattet habe und der vom 16. Mai 1914 datiert ist.

Wenn auch damals die Verwendung von 100 m langen Wellen aus dem einfachen Grunde nicht empfohlen werden konnte, weil so kurze Wellen technisch nicht herstellbar waren, so ist doch die Frage nach den Vorzügen langer und kurzer Wellen durchaus richtig beantwortet, so daß die Berichtausführungen noch heute geeignet sind, die nunmehr von Marconi erzielten Erfolge zu erklären, welche darin zum wesentlichen Teil vorausgesagt sind. Dieser Bericht dürfte von allgemeinem Interesse sein. Er wird darum hiermit wörtlich veröffentlicht. Fortgelassen bleiben die beiden letzten Abschnitte, die heute kein Interesse mehr

bieten dürften. Der vorletzte behandelt die Störungsfragen, welche a) durch die Oberschwingungen des großen Löschfunkensenders in Nauen, b) durch ausländische Großstationen damals zu befürchten waren. Der letzte Abschnitt behandelt die Möglichkeit, welche das damalige Löschfunkensystem bot, um kleine Wellen auf Großstationen überhaupt herzustellen.

Berlin W 9, den 16. Mai 1914.

Verwendbarkeit von großen Wellenlängen für die F. T.-Verbindung zwischen Deutschland und den afrikanischen Schutzgebieten.

Die Funkentelegraphie beruht auf der Verwendung von raschen elektrischen Schwingungen; je rascher sie erfolgen, je kleiner also ihre Wellenlänge ist, um so größer ist ihre Fernwirkung.

1. Berechnung der möglichen Fernwirkungen.

a) Theoretische Formel.

Wird z. B. eine Schirmantenne von der wirksamen Höhe h mit der Wellenlänge λ betrieben, so ruft eine Antennenladung Q in der Entfernung r eine elektrische Kraft E hervor, die man nach folgender Formel berechnen kann:

$$E = 8\pi^2 \frac{h}{r} \cdot \frac{Q}{\lambda^2}. \qquad (1)$$

Diese Formel besagt, daß die Fernwirkung E einer senkrechten Antenne um so größer wird, je kleiner die Wellenlänge λ ist, je höher die Antenne ist, und je stärker sie geladen wird, d. h. je stärkere Maschinen dem Sender zur Verfügung stehen. Mit wachsender Entfernung r nimmt die Wirkung ab.

b) Die größten und kleinsten Wellen.

Die Steigerung der Fernwirkung mit abnehmender Wellenlänge wird auch durch die Erfahrung bestätigt. Die schnellsten elektrischen Schwingungen, die es gibt, sind die Lichtwellen; sie haben eine Länge von ungefähr 0,00005 cm; darum ist ihre Fernwirkung so groß, daß sie die Entfernungen des Weltenraumes überbrücken können.

Die größten elektrischen Wellen sind die langsamen Wechselströme. Ihre Brauchbarkeit für drahtlose Telegraphie hat Strecker untersucht. Dabei hat sich eine im Verhältnis zu den heute bekannten raschen Schwingungen geringe Fernwirkung ergeben; diese beruhte auf Ausbreitungserscheinungen; die in der Funkentelegraphie benutzte Strahlung trat dabei noch nicht in die Erscheinung; denn um bei 5000 km Wellenlänge 17 km Entfernung zu überbrücken, mußten bereits größere Maschinen angewendet werden.

c) Folgerungen für die Funkentelegraphie.

Darum ist es am aussichtsreichsten, zur Überbrückung großer Entfernungen die kleinsten anwendbaren Wellenlängen zu benutzen; denn wenn man die Wellenlänge (λ) z. B. verdoppelt, so muß man sowohl die Antennenhöhe (h) als auch die Antennenladung Q gleichzeitig verdoppeln, um dieselbe Fernwirkung zu erhalten. Und wenn man andererseits in der Lage ist, eine halb so große Welle zu benutzen, so braucht man für dieselbe Fernwirkung nur halb so hohe Antennen, die halb so stark geladen werden.

Eine Erhöhung der Antennen und eine Verstärkung der Maschinen hat also keinen Zweck, wenn gleichzeitig die Wellenlänge vergrößert wird.

2. Die wirklichen Fernwirkungen.

a) Störungen der Ausbreitung.

In der Wirklichkeit treten noch einige Komplikationen hinzu. Die obige Formel setzt nämlich voraus, daß der Ausbreitung der elektrischen Wellen keine Hindernisse entgegenstehen. Aber sowohl die Erde als auch die Atmosphäre verursacht Störungen, welche die Reichweiten gegenüber den theoretisch möglichen herabsetzen.

Gesetze für diese Reichweitenverminderungen gibt es nicht, weil ihre Ursachen selbst nicht gesetzmäßig sind.

Doch sind erfahrungsgemäß für das Telegraphieren über Land ganz kleine Wellen unter 600 m Länge ungünstig, vermutlich weil sie durch die Unregelmäßigkeiten der Erdoberfläche stärker in ihrer Ausbreitung behindert werden als größere Wellen.

Messungen über die Verluste, welche die Wellen erfahren, sind von Austin und von Reich angestellt worden; sie haben ergeben, daß die obige Formel besonders bei Nacht und beim Telegraphieren über See die wirklichen Fernwirkungen ziemlich genau darstellt. Jedenfalls bleibt die Abhängigkeit der Fernwirkung E von der Antennenhöhe h, der Antennenladung Q und der Wellenlänge (λ) im wesentlichen erhalten, während mit der Entfernung r die ferne Kraft rascher abnimmt, als es die Formel (1) zum Ausdruck bringt.

b) Einfluß von Tag und Nacht.

Es ist die Ansicht verbreitet, daß alle hindernden Einflüsse, besonders das Tageslicht, sich bei kleinen Wellen stärker geltend machen als bei großen Wellen. Wenn man indessen prüft, worauf sich diese Ansicht stützt, so findet man, daß leider keine überzeugenden Beobachtungen vorliegen; im Gegenteil sinken z. B. in Norddeich nach den Beobachtungen des letzten Jahres auch bei Tage die Reichweiten mit steigender Wellenlänge, und die Küstenstationen erreichen durch Steigerung der Wellenlänge am Tage keine größeren Reichweiten, wenn sie nicht gleichzeitig die Antennenleistung vergrößern. Außerdem sind kleine Wellen niemals mit den Leistungen von Großstationen hergestellt worden. Doch ist bekannt, daß große Reichweiten unter günstigen Umständen auch mit kleinen Wellen selbst von kleinen Stationen erzielt werden. So überbrücken die kleinen japanischen Küstenstationen mit der Welle 300 m gelegentlich den Stillen Ozean bis an die nordamerikanische Küste. In Norddeich erzielt die kleine Station mit der Welle 600 m unter günstigen Umständen ähnliche Reichweiten wie die große Station mit der Welle 1650 m, selbst wenn die Alpen dazwischen liegen.

Es kann darum nicht als erwiesen gelten, daß für die Verbindung mit den Kolonien kleine Wellen ungünstiger sind als große. Bei Nacht sind kleine Wellen zweifellos günstiger, und bei Tage ist nicht zu befürchten, daß sie ungünstiger sind.

c) Die Erdkrümmung.

In neuerer Zeit ist die Frage theoretisch behandelt worden, ob zur Überwindung der Erdkrümmung besonders große Wellen geeignet sind. Dabei wird eine Theorie zugrunde gelegt, welche die Beugungserscheinungen behandelt, die eintreten, wenn der Sender außerhalb der Erde aufgestellt ist, so daß seine Schwingungen durch die Erde nicht beeinflußt werden; die Theorie würde dann anwendbar sein, wenn es sich darum handelte, etwa vom Monde aus nach einem dem Monde abgewandten Punkte der Erdoberfläche zu telegraphieren. Tatsächlich liegen aber die Verhältnisse in der

Funkentelegraphie insofern anders, als die Wellen an der Erdoberfläche erzeugt werden und die Erde einen Teil des Senders bildet. Die Voraussetzungen dieser Theorie treffen also für die Funkentelegraphie nicht zu; auch stehen ihre Folgerungen im Widerspruch zu der Erfahrung, daß man auch mit kleinen Wellen Entfernungen überbrücken kann, bei denen die Erdkrümmung eine Rolle spielt.

3. Die technischen Fragen.

Nach der obigen Formel würde es am besten sein, möglichst große Antennenhöhe, möglichst starke Maschinen und möglichst kleine Wellenlängen zu verwenden. Diese drei Forderungen lassen sich indessen nicht in jedem Umfang vereinigen.

a) Große Belastung.

Ein Schwingungskreis, der stark belastet werden soll, erfordert kräftige Kondensatoren und Spulen. Man kann darum in seinen Abmessungen nicht unter ein gewisses Maß heruntergehen, und darum auch die Wellenlänge nicht beliebig klein machen.

Z. B. wird es schwierig, einen Schwingungskreis für 10 kW mit weniger als 500 m Wellenlänge zu bauen, oder einen für 100 kW Belastung bei weniger als 1500 m Wellenlänge.

b) Verschiedene Systeme.

Zum Teil ist die Frage der Wellenlänge auch eine Systemfrage. Während man mit Funkensendern alle Wellenlängen wirksam herzustellen versteht, ist das Poulsensystem auf große Wellenlängen — über 800 m — beschränkt, und Hochfrequenzmaschinen sind nur in der Lage, einzelne besonders große Wellen herzustellen.

c) Eigenschwingung der Antenne.

Außer durch die Stärke und die Art der Kraftquelle ist die Verwendung kleiner Wellen noch durch die Eigenschwingung der Antenne begrenzt. Wellen, die wesentlich kleiner als diese Eigenschwingung sind, kommen im allgemeinen betriebsmäßig nicht in Betracht.

Türme von 100 m Höhe sind in der Lage, Antennen zu tragen, deren Eigenwelle unter keinen Umständen kleiner als 400 m ist. Praktisch wird man bei 100 m Turmhöhe die Eigenschwingung der Antenne nicht unter 600 bis 800 m herabdrücken können.

d) Wirkungsgrad der Antennen.

Für die Verwendung verschiedener Wellenlängen ist schließlich noch die Frage wichtig, wie man Antennen bauen kann, die möglichst geringe Verluste ergeben.

Die Schwingungen jeder Antenne werden durch Verluste und durch nützliche Strahlung gedämpft. Man vergleicht die Dämpfungsursachen mit Widerständen und erhält dadurch ein Maß für die Größe der durch Strahlung oder Verluste hervorgerufenen Dämpfung. Messen kann man nur den Gesamtwiderstand, der den Verlusten und der Strahlung zusammen Rechnung trägt. Den Strahlungswiderstand kann man unter einfachen Verhältnissen berechnen. Für die Wirkung einer Antenne ist es dann wichtig, daß der gemessene Dämpfungswiderstand möglichst vollständig aus Strahlungswiderstand besteht.

Bei einer Schirmantenne kann man den Strahlungswirkungsgrad aus Messungen am Sender beurteilen; denn man kann den Strahlungswiderstand einer Schirmantenne — in Ohm ausgedrückt — näherungsweise aus der mittleren Schirmhöhe h und der Wellenlänge λ berechnen. Dazu dient die folgende Formel:

$$R = 1600 \cdot \frac{h^2}{\lambda^2}. \qquad (2)$$

e) Beispiel von Norddeich.

Rechnet man für Norddeich mit

$$h = 71{,}5 \text{ m}$$

als dem größten möglichen Wert für die mittlere Antennenhöhe, so ergibt sich bei 1650 m Wellenlänge der Strahlungswiderstand $R = 3$ Ohm. Man mißt in Norddeich bei dieser Welle den Dämpfungswiderstand 3,5 Ohm; daraus würde folgen, daß nahezu die gesamte Antennenleistung in Strahlung umgesetzt wird, daß also für den Betrieb einer Schirmantenne mit der Welle 1650 m die Norddeicher Antennenanlage kaum verbesserungsfähig ist.

Dagegen mißt man bei doppelt so großer Welle einen Dämpfungswiderstand von 4,5 Ohm, während der Strahlungswiderstand auf 0,75 Ohm zurückgegangen sein muß. D. h. die Antenne verwandelt bei dieser Welle (3300 m) nur $^1/_6$ ihrer Leistung in Strahlung und $^5/_6$ werden in den Abstimmmitteln, in der Erdleitung und in Isolatoren in Wärme verwandelt. Von 12 kW werden bei dieser langen Welle also nur 2 in Strahlung umgesetzt und 10 gehen verloren.

Auch aus diesem Grunde ist die kleinste mit einer gegebenen Turmanlage herstellbare Wellenlänge die günstigste. Darum hat sich auch die praktische Regel herausgebildet, Antennen möglichst mit ihrer Eigenschwingung zu betreiben.

f) Atmosphärische Störungen.

Auch für die Empfangseinrichtungen sind kleine Wellen in vieler Beziehung günstig, denn sie erfordern weniger ausgedehnte Luftleiter als große Wellen. Je größer aber ein Luftleiter ist, um so stärker ist er auch atmosphärischen Störungen ausgesetzt; darum treten beim Arbeiten mit langen Wellen diese Störungen besonders stark auf.

So hat Herr von Codelli bei den Vorversuchen in Togo angeblich gute Empfangsergebnisse von Norddeich mit verhältnismäßig kleinen Luftleitern erzielt; doch scheinen die Versuche in dieser Richtung leider nicht fortgesetzt worden zu sein.

g) Folgerung.

Aus allen diesen Gründen ergeben sich vom technischen Standpunkt aus folgende Schlüsse über den Gebrauch von großen Wellenlängen für die funkentelegraphische Verbindung zwischen Deutschland und den afrikanischen Schutzgebieten.

Sollen die bisher erzielten Ergebnisse auch mit größeren Wellen erreicht werden, so müßte sowohl die Antennenanlage als auch die Maschinenanlage in demselben Verhältnis wie die Wellenlänge vergrößert werden. Dafür würde ein Vielfaches der bisher aufgewandten Kosten entstehen. Bei Nacht wären dann dieselben Empfangswirkungen zu erwarten, bei Tage keine besseren. Würde dagegen die Wellenlänge verkleinert, so würde bei Nacht die Fernwirkung für dieselbe Maschinenleistung im quadratischen Verhältnis steigen und bei Tage sich nicht verschlechtern.

Berlin, den 4. November 1924.

Referate.

J. H. Dellinger, L. E. Whittemore and S. Kruse. A Study of Radio Signal Fading (Scient. Pap. of the Bureau of Standards Nr. 476, Bd. 19, S. 193—230, 1923).

Bei der Verwendung kurzer Wellen macht sich das sog. „fading" oder „swinging" der aufgenommenen Signale störend bemerkbar. Man versteht dabei unter „fading" eine plötzliche Änderung der Lautstärke einer bestimmten Sendestation, während alle Einstellungen beim Sender und Empfänger konstant gehalten werden. Dieses plötzliche Schwanken ist bei kurzen Wellen am ausgeprägtesten, schon bei Wellen über 400 m tritt es nicht so in Erscheinung. Auch wird es bei Tage und auf kürzere Entfernungen von den Sendestationen gewöhnlich nicht beobachtet, hauptsächlich dagegen nachts und auf große Entfernungen. Die Ausbreitung der Wellen von 200 bis 375 m Länge war noch nicht eingehend untersucht. Diese Wellen werden in letzter Zeit viel benutzt, in der Luftfahrt, Heer, Schiffsverkehr und besonders beim Rundfunk. Deshalb wurden von dem Bureau of Standards U. S. A. zusammen mit der American Radio Relay League in den Jahren 1920 und 1921 eingehende Versuche unternommen. Zur Verfügung standen 17 Sende- und 243 Empfangsstationen. Die Sender waren meist 1 KW. Funkensender, nur wenige Röhrensender standen zur Verfügung. Die Empfänger enthielten fast sämtlich Sekundärkreise mit rückgekoppeltem Audion und zweifach Niederfrequenzverstärker. Der Gitter- und Anodenkreis des Audions wurden durch Variometer auf die Senderwelle abgestimmt. Meist wurden mehrdrähtige L-Antennen von 20 m Höhe und 20 m Länge benutzt. Als Erde diente meistens die Wasserleitung, in einigen Fällen Gegengewichte. Auch schalteten alle Sendestellen mit Ausnahme derjenigen, die gerade gab, auf Empfang. Die Versuche fanden fast sämtlich abends nach 10 Uhr im Anschluß an das Zeitsignal von Arlington (NAA) statt. In einem Tempo von etwa 15 Buchstaben pro Minute wurde das Alphabet vorwärts und rückwärts gegeben, jeder Buchstabe fünfmal. Für die Station 1AW sah das Telegramm folgendermaßen aus: QST QST QST de 1AW 1AW 1AW Bureau of Standards ARRL fading tests Bureau of Standards fading tests de 1AW 1AW 1AW — . . . — AAAAA BBBBB CCCCC (usw.) YYYYY ZZZZZ YYYYY XXXXX (usw.) BBBBB AAAAA. . . — . — 1AW.

Die Versuche wurden in vier Serien nach folgendem Schema durchgeführt:

Jahreszeit	Monat	Jahr	Name der Serie
Sommer . .	Juni u. Juli	1920	Juli oder 1.
Herbst . .	Oktober	1920	Oktober oder 2.
Winter . .	Januar	1921	Januar oder 3.
Frühling . .	April	1921	April oder 4.

Es wurden noch folgende Sonderversuche eingeschoben 1. Sonnenuntergangsversuche am 17. Oktober 1920; 2. Mittagsversuche am 24. Oktober 1920; 3. Sonderversuche des Senders 8 XK, Pittburgh, am 26. und 28. Oktober (A. B. C. und D.).

Die Juli-Versuche wurden jede Woche dreimal, am Dienstag, Donnerstag und Sonnabend Abend, die übrigen nur zweimal jede Woche nach gleichem Schema durchgeführt, so daß jede Station 10 Minuten lang das oben angegebene Telegramm gab.

Juli-Versuche.

Sendestation	Ort	Wellenlänge	Beginn des Sendens
1 AW	Hartford, Conn.	250	10^{10} p. m.
2 JU	Woodhaven, Long Island	250	10^{20} p. m.
NSF	Anacostia, D. C.	250	10^{30}
8 XK	Pittsburgh, Pa.	250	10^{40}
9 ZN	Chicago, Jll.	250	10^{50}
9 LC	St. Louis, Mo.	250	10^{00}

Oktober-Versuche.

Sendestation	Ort	Wellenlänge	Beginn des Sendens
1 AW	Hartford, Conn.	250	10^{10}
NSF	Anacostia, D. C.	250	10^{20}
8 ZW	Wheeling, W. Va. . . .	250	10^{30}
8 ER, 8 ZL	St. Marys, Ohio	250	10^{40}
9 ZN	Chicago, Jll.	250	10^{50}

Januar-Versuche.

Gruppe A.

Sendestation	Ort	Wellenlänge	Beginn des Sendens
NSF	Relay NAA time	250	10^{00}
1 AW	Hartford, Conn.	250	10^{10}
NSF	Anacostia, D. C.	250[1])	10^{20}
2 JU	Woodhaven, Long Island	250	10^{30}
NSF	Anacostia, D. C.	250[1])	10^{40}
9 LQ	Indianapolis, Ind. . . .	250	10^{50}
9 AU	Chicago, Jll.	250	11^{00}

Gruppe B.

Sendestation	Ort	Wellenlänge	Beginn des Sendens
NSF	Relay NAA time	250	10^{00}
1 BBL	Farmington, Conn. . . .	300	10^{10}
3 XF	Washington, D. C. . . .	375	10^{20}
2 RK	Brooklyn, N. G.	375	10^{30}
3 XF	Washington, D. C.	250	10^{40}
9 ZJ	Indianapolis, Ind.	375	10^{50}
9 ZN	Chicago, Jll.	375	11^{10}

April-Versuche.

Gruppe A.

Sendestation	Ort	Wellenlänge	Beginn des Sendens
NSF	Relay NAA time	250	10^{00}
1 AW	Hartford, Conn.	200	10^{10}
NSF	Anacostia, D. C.	200[1])	10^{20}
9 ZN	Chicago, Jll.	375	10^{30}
9 ZJ	Indianapolis, Ind.	200	10^{40}

Gruppe B.

Sendestation	Ort	Wellenlänge	Beginn des Sendens
NSF	Relay NAA time	250	10^{00}
1 AW	Hartford, Conn.	200	10^{10}
WWV	Washington, D. C. . . .	200[1])	10^{20}
9 ZN	Chicago, Jll.	375	10^{30}
9 LQ	Indianapolis, Ind.	200	10^{40}

Bei den Versuchen im Juli und Oktober wollte man die Unterschiede im Verschwinden der Signale der einzelnen Stationen in Abhängigkeit von ihrer geographischen Lage erforschen. Es wurde ein Sender gleichzeitig beobachtet. Aus den Resultaten könnte man dann z. B. feststellen, ob

[1]) Unterbrochener, ungedämpfter Sender, alle übrigen gedämpfte Sender.

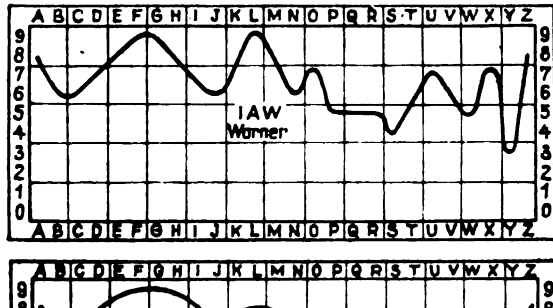
mit einer Intensitätszunahme östlich des Senders eine Intensitätsabnahme westlich desselben einhergeht oder nicht, ebenso, ob das Verschwinden nur in einem bestimmten Bezirk oder in einer bestimmten Richtung auftritt. Die Januar-Versuche wurden von dem Gesichtspunkte aus durchgeführt, einen Vergleich für den Fading-Effekt zweier benachbarter Sender, die gleichzeitig auf wenig verschiedenen Wellen gaben, zu gewinnen. Würde das Verschwinden in der Nähe des Senders hervorgerufen, dann müßte der Effekt gleichzeitig für beide Sender auftreten. Bei den April-Versuchen suchte man die Beobachtungen noch zu ergänzen. Man ließ gleichzeitig zwei Sender auf derselben Welle geben, die sich durch ihren von der Funkenfolge bedingten Sendeton unterschieden.

Empfangs-Beobachtungen.

Von den bekannten Methoden zur Bestimmung der Empfängslautstärke wurde eine Lautstärken-Schätzung benutzt, deren 10 Stufen folgendermaßen lauten:

9 — sehr laut,
8 — laut,
7 — gut,
6 — mittel,
5 — schwächer,
4 — schwach,
3 — aufnehmbar,
2 — nicht mehr aufzunehmen,
1 — noch hörbar,
0 — nichts.

Trägt man in der horizontalen Reihe die Buchstaben des Alphabets vor- und rückwärts auf, in der vertikalen die Zahlen 0 — 9, kreuzt die für den betreffenden Buchstaben beobachtete Lautstärke an und verbindet diese Punkte, dann erhält man für jede Sendeperiode einer Station eine charakteristische Empfangskurve. Um die Genauigkeit dieser Methode zu prüfen, stellten zwei Beobachter unabhängig voneinander mit denselben Empfängern und zwei verschiedenen Telephonen gleichzeitig die Lautstärke fest. Die Fig. 1 zeigt den Verlauf der Kurve für die erste Beobachtungshälfte. Man sieht, daß beide Beobachter wohl im einzelnen Unterschiede feststellen, daß jedoch im großen und ganzen der Gang der Kurven bei beiden der gleiche ist. Ähnliche Ergebnisse lieferten die Laboratoriumsversuche, bei denen die Lautstärke eines Summertones für die Telephone beider Beobachter gleichzeitig um gleiche Beträge geändert wurde. Den Verlauf der Kurven zeigt die Fig. 2. Bei den endgültigen Beobachtungen wurde stets so vorgegangen, daß das Empfangsgerät nur während der Rufzeichen abgestimmt, während des Buchstabensendens dagegen völlig ungeändert gelassen wurde.



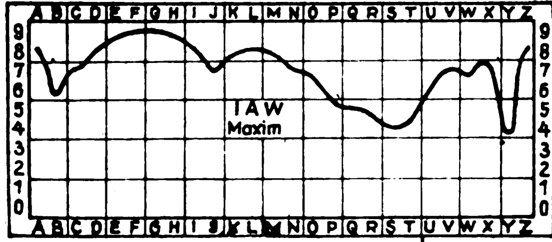


Fig. 1.
Zwei Beobachter an demselben Empfangsapparat.

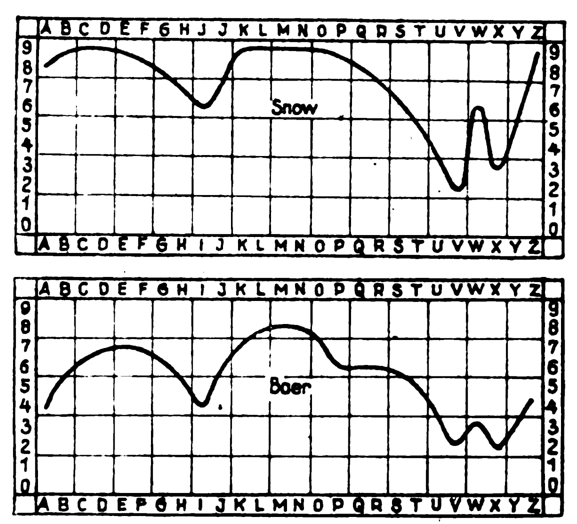


Fig. 2.
Lautstärkenänderungen von Summertönen.
Laboratoriumsversuch.

Die Aufzeichnungen der Beobachter waren im allgemeinen recht zuverlässig. Als Störungen kamen hauptsächlich solche durch fremde Sender und Luftstörungen in Frage. Die besten Resultate erhielt man natürlich, wenn keine Störungen auftraten und das Verschwinden allmählich erfolgte, bei plötzlichen Intensitätsänderungen kann man nämlich ihre Größe schwer genau beurteilen.

Bei den ersten Versuchen zeigte es sich, daß man noch mannigfache Veränderungen und Ergänzungen im Senderprogramm vornehmen konnte. Der erste Sonderversuch am 17. Oktober, während der Stunde des Sonnenunterganges, sollte den Einfluß des Zwielichts auf dem Fading-Effekt feststellen. Bei dem zweiten Versuch, am 24. Oktober, kurz nach Mittag, wollte man den Tag- und Nachteinfluß studieren. Beim dritten Sonderversuch, am 26. und 28. Oktober, wollte man die Ursache des eigenartigen Fading-Effekts der Station 8 XK in Pittburgh, Pa., feststellen. Der Senderplan für diese Versuche war folgender:

Sonnenuntergangs-Versuch am 17. Oktober 1920.

Sende-station	Ort	Wellen-länge	Beginn des Sendens
1 AW	Hartford, Conn.	250	5^{30} p. m.
NSF	Anacostia, D. C.	250	5^{40}
8 ZW	Wheeling, W. Va.	250	5^{50}
8 ER	St. Marys, Ohio	250	6^{00}
9 ZN	Chicago, Jll.	250	6^{10}
Mittag-Versuch am 24. Oktober 1920.			
1 AW	Hartford	250	12^{10}
NSF	Anacostia	250	12^{20}
8 ZW	Wheeling	250	12^{30}
8 ER	St. Marys	250	12^{40}
9 ZN	Chicago	250	12^{50}

8 XK-Versuche am 26. Oktober 1920.

Versuch A. 11 p. m. 250 m 700-Perioden-Anodenstrom
„ B. 11,20 p. m. 250 „ 700 „ „

8 XK-Versuche am 28. Oktober 1920.

Versuch C. 11 p. m. 250 m 700-Perioden-Anodenstrom
„ D. 11,20 p. m. 250 „ Sender- und Steuer-Röhre mit 700 Perioden-Anodenstrom.

Bemerkungen zu den Versuchen.

Die Sender arbeiteten im allgemeinen ohne jede Unterbrechung und Störung, außer, wenn man sie zur Kontrolle der Beobachter ausschaltete. Die mittlere Reichweite betrug bei etwa 1 KW. Energie 650 km. Bei den Juli-Versuchen wurden jeden Abend im Mittel 26 Beobachtungen eingetragen, niemals weniger als 20. Später waren es mehr. Im ganzen lagen über 500 brauchbare Beobachtungen vor.

Bei den Juli-Oktober-Versuchen traten Störungen dadurch ein, daß die Sender keine übereinstimmende Uhrzeit hatten und sich daher teilweise überlappten. Später gab die Marine-Luft-Station Anacostia auf 250 m das Zeitzeichen von Arlington, das dann von allen Sendestellen aufgenommen werden konnte.

Bei den Januar-Versuchen war es noch wichtiger, daß die beiden Stationen gleichzeitig ihre Signale abgaben. Die Synchronisierung erfolgte teilweise nach Gehör, teilweise automatisch auf dem Drahtwege.

Bei den April-Versuchen wurden die Stationspaare meist automatisch synchronisiert. Die Sender gaben mit gleicher Wellenlänge, doch war zur Unterscheidung ihre Tonfrequenz verschieden, meist um genau eine Oktave.

Untersuchung der Ergebnisse.

Von den Aufzeichnungen der Empfangsstellen wurden nur diejenigen benutzt, die einigermaßen vollständig waren und wenig Störungen zeigten. Wenn die Sendestation nicht sicher festgestellt war oder wenn der Empfänger während des Versuches verstellt war, wurde die Beobachtung ausgeschieden. Außer den Aufzeichnungen über die drei Sonderversuche im Oktober bleiben noch 5684 Beobachtungen zu verarbeiten. Die Faktoren, die von jedem Empfänger angegeben waren und die berücksichtigt werden mußten, sind folgende:

1. Wetter am Empfänger (klar, bedeckt, Regen, Schnee, Hagel, Nebel und Blitze),
2. allgemeine Empfangsdaten,
3. atmosphärische Störungen,
4. Leitfähigkeit der Luft,
5. luftelektrisches Potentialgefälle,
6. Nordlicht,
7. Luftdruck,
8. Temperatur,
9. Luftdruck-Änderung,
10. Temperatur-Änderung.

Wenn mehr als einer dieser Faktoren auf den Fading-Effekt von Einfluß ist, wachsen natürlich die Schwierigkeiten der Materialverarbeitung.

Direkter Vergleich. Die erste und einfachste Untersuchungsmethode bestand in einem direkten Vergleich der erhaltenen Kurven für die gleiche Sendestelle. Man fand so eine ganze Reihe ähnlicher Kurven, obwohl die Beobachter weit entfernt wohnten. Die Fig. 3 zeigt mehrere solcher Kurven. Dann ergaben sich häufig noch sogenannte verschobene Kurven. Sie sind auf den ersten Blick ähnlich, nur treten die Intensitätsschwankungen für verchiedene Stationen zeitlich früher oder später auf. Diese Art Kurven werden scheinbar ganz zufällig erhalten, so daß man auch aus ihnen keine Schlüsse ziehen kann.

Unter den 5684 Beobachtungen fanden sich 380 ähnliche oder verschobene Kurven, d. h. 6,7%. Von diesen lagen 258, d. h. 68% aller ähnlichen Kurven, in derselben Richtung vom Sender, 34 oder 9% in entgegengesetzter und 88 oder 23% unter verschiedenen Winkeln.

Dann gab es noch sogenannte umgekehrte **Kurven**, und zwar insgesamt 31, bei denen die Intensitätsverhältnisse gerade entgegengesetzt verlaufen, wie die Kurven der **Fig. 4** zeigen.

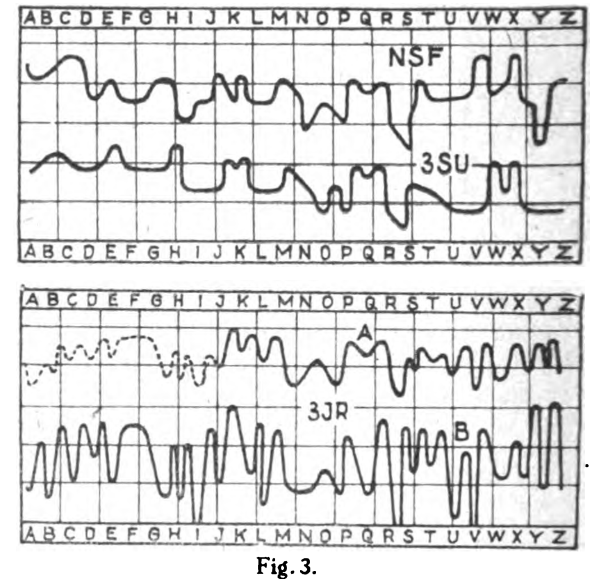


Fig. 3.
Ähnliche Kurven. Sender 8 X K am 15. Juli 1920.

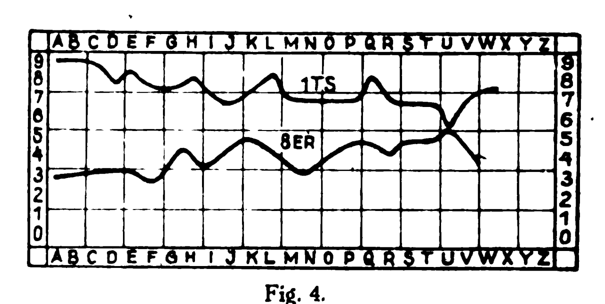


Fig. 4.
Umgekehrte Kurven. Sender 8 X K am 3. Juli 1920.

Um die Beziehungen zum Wetter und den atmosphärischen Zuständen während der Beobachtungszeit festzulegen, wurden die Ergebnisse der Oktober-Versuche folgendermaßen verarbeitet: Auf dem Vordruck für eine Wetterkarte wurden mit Schwarz in drei verschiedenen Größen der Buchstabe *S* für die Luftstörungen an den Platz der Beobachtungsstation gedruckt, mit Rot der Buchstabe *F* für den Fading-Effekt und mit Grün der Buchstabe *J* für die Intensität. Die Blätter wurden direkt mit den Wetterkarten verglichen. Durch einen Kreis in 400 km Entfernung um den Sendeort und 4 Gerade unter 45° Neigung gegeneinander wurde das ganze Gebiet in 8 Teile geteilt und für jedes die Stärke der Luftstörungen, Schwankungen und Intensität festgestellt. Diese wurden dann mit den hauptsächlichsten atmosphärischen Größen verglichen.

Man findet dann folgendes: Wenn das Barometer am Sender oder Empfänger oder im Zwischengebiet fällt, überwiegen die starken Schwankungen der Lautstärke; steigt das Barometer, sind starke und geringe Schwankungen gleich häufig. Dasselbe ist der Fall, wenn der Himmel am Sender oder Empfänger oder im Zwischengebiet bedeckt ist. Die Empfangsintensität ist bei der Fortpflanzung längs der Isobaren wenig größer als längs des Luftdruckgradienten. Sie ist größer, wenn der Himmel bedeckt ist, oder wenn es regnet. Die Zahl der schwächeren Signale überwiegt die der lauteren bei der Übertragung von einem Gebiet höherer zu einem solchen tieferer Temperatur.

Luftstörungen sind schwächer bei fallendem Luftdruck, bei steigendem stärker, bei bedecktem Himmel und Regen überwiegen auch die schwächeren.

Zwischen den Beobachtungen der Empfänger innerhalb des 400-km-Kreises und denen außerhalb desselben bestand kein großer Unterschied.

Die statistische Bearbeitung von 5684 Beobachtungen ergab die in folgenden Tabellen niedergelegten Resultate. Da in jede Beobachtung immer noch nicht übersehbare persönliche Fehler eingehen, ist es möglich, daß andere Beobachtungsreihen von diesen abweichende Resultate ergeben:

Vergleich der Beobachtungen auf der 250- und 375-m-Welle.

Wellenlänge	Zahl der Beobachtungen	Starkes Fading		Große Lautstärke		Starke Störungen	
250	2 701	873	32,3 %	508	18,8 %	368	13,6 %
275	1 965	5 111	26,0 %	321	16,4 %	259	13,2 %

Einfluß des Luftdrucks.

Fading	Barometer ändert sich %	Barometer steht %	Ausbreitung längs des Gradienten %	Ausbreitung längs der Isobaren %
gering . . .	26,2	25,0	5,1	14,7
stark	30,6	27,0	31,4	26,6
Lautstärke				
schwach . .	—	—	23,3	18,7
groß . . .	—	—	20,4	20,4

Einfluß der Wolken.

Fading	Am Sender Wolken %	Am Sender klar %	Am Empfänger Wolken %	Am Empfänger klar %	allgemein bewölkt %	allgemein klar %
gering . .	7,4	8,2	—	—	26,4	29,3
stark. . . .	31,0	29,1	—	—	30,5	21,7
Lautstärke						
schwach . .	11,6	12,2	20,8	23,2	22,2	21,6
groß	6,3	4,9	18,0	16,8	17,5	17,2
Luftstörungen						
schwach . .	—	—	18,8	19,2	—	—
stark. . . .	—	—	11,2	8,8	—	—

Fading bei schwachen Signalen.

Zahl der Beobachtungen geringer Lautstärke	kein %	geringes %	mittleres %	starkes %	sehr starkes Fading %
1251	4,6	16,8	29,2	46,0	3,4

Fading und benachbarte Drahtleitungen.

Fading	Prozentsatz bei benachbarten Drahtleitungen
schwach.	47,2
stark	46,7

Einfluß der Umgebung der Stationen.

Um den Einfluß der Umgebung der Sende- oder Empfangsstellen festzustellen, gaben bei den Januar-Versuchen zwei benachbarte Sender gleichzeitig Signale mit etwas verschiedener Wellenlänge. Man erhielt selbst bei benachbarten Empfängern doch ganz verschiedene Fadingkurven. Da diese Abweichungen auf die verschiedene Wellenlänge zurückgeführt werden konnte, gaben die Sender bei den April-Versuchen gleichzeitig auf derselben Wellenlänge, aber auch da erhielt man abweichende Fadingkurven. Man schloß hieraus, daß die unmittelbare Umgebung des Empfängers den Fading-Effekt beeinflußt.

Ergebnis der Sonderversuche.

Bei dem Sonnenuntergangs-Versuch am 17. Oktober 1920 erhielt man gewöhnliche Fading-Kurven, nur machte sich eine allgemeine Steigerung der Lautstärke mit zunehmender Dunkelheit bemerkbar.

Von dem Mittags-Versuch am 24. Oktober 1920 gingen nur sehr wenig Beobachtungen ein. Die Empfangsstellen lagen alle innerhalb der Tag-Reichweite des Senders und zeigten keine Schwankungen.

Die Versuche am 26. und 28. Oktober mit der Senderstation 8 XK in Pittburgh, Pa., ergaben, daß der starke Fading-Effekt durch schlechtes Arbeiten des gewöhnlichen Senders vorgetäuscht war.

Theorien des Fading-Effektes.

Über die Annahme der Absorption der Wellen in den oberen Atmosphären bei Tage und der Reflexion an der Heaviside-Schicht bei Nacht haben J. H. Dellinger und L. E. Whittemore an anderer Stelle berichtet. (Journ. Washington Acad. of Sciences, Bd. 11, S. 245—259, 1921, Nr. 11; vgl. Jahrb., Bd. 24, S. 64—70, 1924, Nr. 3).

Eine andere Theorie ist von S. Kruse am 24. September 1920 bei der Tagung des Radioklubs of America in New York vorgetragen. Er nimmt an, daß die Schwankungen hauptsächlich durch Interferenzen in der Nähe des Empfängers hervorgerufen werden. Dabei werden die interferierenden Wellen an irgendeiner reflektierenden Fläche: Wolken, Nebelbänken, Heaviside-Schicht usw., zurückgeworfen Der größere Einfluß auf kürzere Wellen ist augenscheinlich, da die Größe der reflektierenden Flächen von gleicher Größenordnung wie die der kurzen Wellen ist.

Versuche über die Richtung der Wellen beim Fading-Effekt wurden in Anacostia und Chicago durchgeführt und ergaben, daß die Richtungsabweichungen bei diesen kurzen Wellen zu vernachlässigen sind und daß sie nicht zu den Ursachen der Schwankungen gehören.

Zusammenfassung.

Die oben wiedergegebenen Beobachtungen lassen sich auf folgende kurze Formel bringen:

	Fading	Lautstärke
Wellenlänge . . .	Etwas stärkere Schwankungen bei kürzeren Wellenlängen.	Etwas lautere Signale bei kurzen Wellen.
Luftdruck	Stärkere Schwankungen, wenn die Übertragung längs des Gradienten erfolgt.	Größere Lautstärke, wenn die Übertragung längs der Isobaren erfolgt.
Temperatur . . .	Etwas stärkere Schwankungen, wenn die Übertragung längs des Temperaturgradienten erfolgt.	Lautere Signale, wenn die Übertragung längs der Isothermen erfolgt.

Die Beobachtungen stehen im allgemeinen mit der Hypothese im Einklang, daß die Schwankungen auf Absorption der elektromagnetischen Wellen auf ihrem Wege längs der Heaviside-Schicht zurückzuführen sind. Schwankungen und große Reichweiten treten bei kurzen Wellen nur nachts auf, da bei Tage die Wellen die Heaviside-Schicht nicht erreichen. Die Schwankungen sind in ihrem Charakter so lokal, daß das Sender- oder Empfängergebiet, für das die Fading-Erscheinungen gleich sind, nur sehr klein ist.

E. Lübcke.

S. Wiedenhoff. Feldstärkenschwankungen und Wellenablenkung. Nach Empfangsbeobachtungen europäischer Hauptfunkstellen in Strelitz. Mitteilung aus dem Telegraphentechnischen Reichsamt. (Elektr. Nachr. Techn. 1, 64—67, 1924.)

In Weiterführung von regelmäßigen Messungen an den Empfangsintensitäten, über die Verfasser in diesem Jahrbuch Bd. 18, S. 242, 1921, berichtet hat, werden die Versuchsergebnisse für die Zeit vom August 1922 bis Juli 1923 mitgeteilt. Die Messungen wurden nach einer Substitutionsmethode (Hilfssender) mit einem Elektrometer als Vergleichsinstrument an Stelle des Telephons vorgenommen, wobei die Feldstärken nach der Formel

$$E = \frac{J_{Amp} \cdot R_{\Omega}}{h_{eff\,m}} \left(\frac{V}{m}\right)$$

berechnet wurden. Diese Feldstärken wurden meist vormittags zwischen 8 und 10 Uhr für die Sendestationen Rom, Stavanger, Carnavon und Lyon bestimmt. Nach den für November 1922 gegebenen Werten schwanken die Werte täglich und zwar im Verlauf dieses Monats um folgende Beträge in $\frac{\mu V}{m}$:

Rom	100—310
Stavanger	200—860
Carnavon	200—830
Lyon	280—820.

Die Schwankungen verlaufen dabei ganz unregelmäßig. In den übrigen Monaten erfolgen die Pendelungen um einen anderen Mittelwert, und zwar hat dieser Mittelwert sein Maximum im Sommer für die Stationen Rom, Carnavon und Lyon und im Winter für Stavanger. Die Höchst- und Niedrigstwerte der mittleren monatlichen Feldstärke im Laufe des Jahres sind für die Stationen:

	Höchstwert	Niedrigstwert	
Rom . . .	500 (Juli)	150 (November)	$\frac{\mu V}{m}$
Carnavon . .	1800 (August)	400 (November)	„
Lyon . . .	1200 (August)	450 (November)	„
Stavanger . .	520 (Februar)	80 (Juli)	„

Die Ursachen für diese Intensitätsschwankungen sind nach Herath (Zs. f. techn. Phys. 3, 116, 1923) auf das Vorhandensein von Gleitflächen bzw. Sperrschichten in der Atmosphäre zurückzuführen.

Weiterhin wurden noch erhebliche Schwankungen im Laufe eines Beobachtungstages festgestellt, und zwar ein Minimum kurz vor Sonnenuntergang und ein Maximum nachts, das bei Rom, Carnavon, Lyon gewöhnlich zwei- bis dreimal so hohe Werte wie bei Tage erreicht, bei Stavanger jedoch häufig bis zum zehnfachen Betrag anstieg. Zur Erforschung dieser Erscheinung wurden gleichzeitig mit den Intensitätsmessungen Peilungen der Station Stavanger mit einem Rahmen vorgenommen. Nach den mitgeteilten Werten vom Dezember 1922 entsprechen die Peilungen um 12^h m. und 6^h p. m. ungefähr der geographischen Richtung, während um 4^h p. m. (etwa Sonnenuntergang) die Peilungen im Mittel Fehler von 15° ergeben, die zwischen —27° und +11° gegen die wahre Peilung verschoben erscheinen. Außerdem wurde bei diesen mit Fehlern behafteten Peilungen häufig ein sehr breites Minimum festgestellt. Nach diesen Beobachtungen scheinen die Intensitätsschwankungen bei Tage mit einer Ablenkung bzw. Diffusion des Funkstrahls zusammen zu fallen, für die man die Ursache wiederum in atmosphärischen Vorgängen wie Schlierenbildung, Inhomogenität der Leitfähigkeit bei Änderung des Beleuchtungszustandes der Atmosphäre suchen könnte. Eine sichere Erforschung der Ursachen erfordert aber noch weitere Untersuchungen.

E. Lübcke.

L. W. Austin. Empfangsmessungen auf große Entfernungen durch das Bureau of Standards im Jahr 1923. (Long distance radio receiving measurements at the Bureau of Standards in 1923.) Proc. Inst. Radio Eng. 12, 389—394, 1924.

Zusammenstellung der Resultate, die bei den regelmäßigen Messungen der Zeichenintensität europäischer Stationen und der Intensität der atmosphärischen Störungen im Jahre 1923 sich ergeben haben.

Die Messungen bezogen sich auf die Sendestationen Nauen, Lafayette und während eines Teils des Jahres auf die beiden Sender von Ste. Assise (Rufzeichen UFT u. UFU) und die Station Bolinas in Californien. Die Konstanten dieser Stationen sind in der folgenden Tabelle aufgeführt.

	Bolinas	Nauen	Ste. Assise UFT	Ste. Assise UFU	Lafayette
Frequenz	22 900	23 400	20 800	15 000	15 900/sec
Wellenlänge in m .	13 100	12 800	14 400	19 000	18 900
Antennenstrom in Amp.	420	270	380	475	475

Ausführlich bespricht Austin die starke Zunahme der Intensität von Lafayette ungefähr im Mai 1923, die Hand in Hand ging mit der Änderung der Frequenz dieser Station von 12 800/sec. ($\lambda = 23\,400$ m) auf damals 16 200/sec. ($\lambda = 18\,500$) Messungen, die in Meudon bei Paris von der Intensität von Lafayette gemacht wurden, zeigten genau dieselbe Zunahme der Intensität mit der Änderung der Wellenlänge, während vorher die Resultate der Messungen in Meudon und derjenigen im Bureau of Standards durchaus nicht parallel gegangen waren.

Austin beschäftigt sich dann noch mit der Abnahme der Zeichen in den Sommernachmittagen („fading"). Das Zahlenmaterial, auf das er seine Schlüsse gründet, ist in der folgenden Tabelle und zwar hauptsächlich in der Spalte $\frac{Z\,(N)}{Z\,(V)}$ zusammengestellt, die sich auf die Monate Juni—September 1923 bezieht.

	V. Z	V. St.	N. Z	N. St.	$\frac{Z\,(N)}{Z\,(V)}$	Z : St. V.	Z : St. N.
Nauen	33,6	44,5	6,2	207	0,18	0,92	0,030
Bolinas	64,2	45,0	23,7	208	0,38	1,42	0,114
Ste. Assise UFT .	55,3	44,6	13,8	206	0,25	1,24	0,067
Ste. Assise UFU .	100,5	56,9	28,1	271	0,27	1,85	0,103
Lafayette . . .	129	56,9	62,3	271	0,48	2,27	0,230



Darin bezeichnet V Vormittags 9 Uhr, N Nachmittags 3 Uhr (Washington Zeit), Z die Feldstärke der Zeichen (Mittel über die ganze Zeit) und *St.* die Feldintensität von atmosphärischen Störungen mittlerer Stärke, beides in Microvolt/m.

Die Tatsache, daß Bolinas und Nauen, beide von fast genau derselben Wellenlänge, sich bezüglich des Schwindens der Zeichen ganz verschieden verhielten, ist im Einklang mit der Auffassung von Austin, wonach das Schwinden der Zeichen von europäischen Stationen an den Sommernachmittagen in Amerika mit dem Sonnenuntergang in Europa zusammenhängt, der ungefähr auf diese Tageszeit fällt. Das Schwinden der Zeichen der beiden Sender von Ste. Assise ist fast genau dasselbe, obwohl ihre Wellenlängen sehr verschieden sind; daraus schließt Austin, daß für den großen Unterschied zwischen Lafayette und Nauen bezüglich des Schwindens der Zeichen der Unterschied in ihren Wellenlängen nicht verantwortlich gemacht werden kann.

Zum Schluß bemerkt Austin dann noch: 1. daß das Schwinden der Zeichen der europäischen Stationen an den Sommernachmittagen in Nordamerika durchaus nicht täglich zu beobachten ist, sondern unregelmäßig, wenn auch meist an mehreren Tagen hintereinander stattfindet; 2. daß nach Messungen der Intensität der europäischen Stationen, die unmittelbar an der nordamerikanischen Küste gemacht wurden, das Schwinden der Zeichen in Washington zu einem beträchtlichen Teil auf Absorption in einem Umkreis von ca. **300 km** von Washington zurückzuführen ist.

J. Zenneck.

H. Chireix. Emissions sur ondes courtes par antennes dirigées. (Radioélectricité, Bulletin Technique, Nr. 64, 25. Juli 1924.)

Der Verfasser geht aus von einem dem optischen Versuch analogen: ein Sendedraht ist in der Brennlinie eines vertikalen parabolischen Zylinders angeordnet. Die Fläche wird ersetzt durch in ihr gelegene und gleichweit voneinander entfernte Vertikalantennen. Die Erregung dieser Antennen erfolgt entweder induktiv durch den Sendedraht oder galvanisch durch Zuleitungen von passender Länge von einem außerhalb des Zylinders befindlichen Sender.

Es werden rechnerisch nun zwei Spezialfälle des parabolischen Zylinders und eine Kombination derselben betrachtet:

a) Die Brennlinie des Zylinders liegt im Unendlichen. Der Zylinder ist zu einer ebenen Fläche entartet, so daß die Antennen in einer geraden Linie stehen. Der Sender befindet sich auf der einen Seite der Fläche und ist mit den Antennen so verbunden, daß die Ströme in diesen in Phase sind.

b) Die Brennlinie liegt in der Fläche selbst, die beiden Zylinderhälften sind zu einer einzigen ebenen Fläche zusammengeklappt, so daß die Antennen ebenfalls in einer geraden Linie stehen. Der Sender befindet sich jedoch diesmal am Anfang der Antennenreihe, die Ströme sind in den Antennen phasenverschoben.

c) Die beiden Fälle a) und b) werden derart miteinander kombiniert, daß die Antennen gleichmäßig verteilt auf der Fläche eines Rechteckes stehen, wie Fig. 1 zeigt.

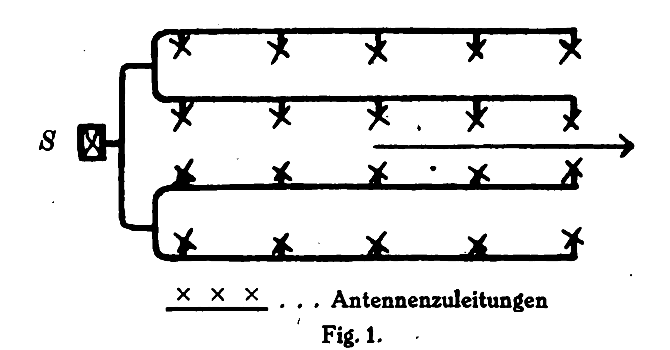


Fig. 1.

Die Aufstellung der Richtungsdiagramme für die horizontale Ebene ergibt außer Nebenmaximis: für den Fall a) beiderseitige maximale Richtwirkung senkrecht zur Antennenfläche; für den Fall b) einseitige maximale Wirkung in der Richtung, die vom Sender über die Antennen zeigt. Auch im Falle c) ist einseitige Richtwirkung vorhanden. Es ergibt sich z. B. bei einer Anordnung von 15 Antennen nach Fig. 1, bei einer Seitenlänge des Rechteckes von weniger als λ, ein Felddiagramm nach Fig. 2. Bei einer Abweichung um 20° von der Hauptrichtung findet bereits ein Herabsinken der Energie auf 17% statt.

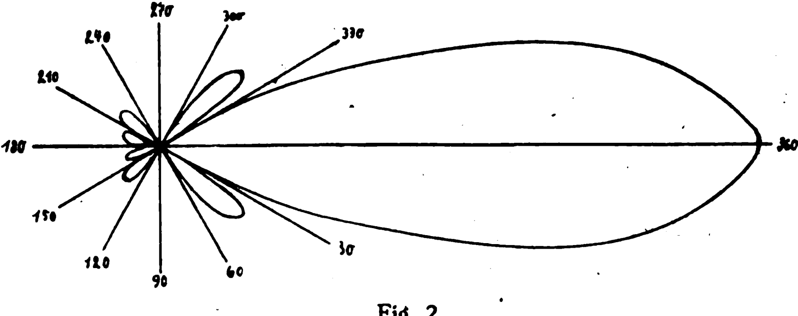


Fig. 2.

Weiterhin weist der Verfasser auf die Anwendung dieser Antennengebilde zur Richtwirkung in die Höhe hin, falls in der Nähe natürliche Hindernisse die Wellenenergie absorbieren würden. Unter Ausnützung der Reflexionen an den oberen Luftschichten würde man dann noch weite Entfernungen überbrücken können.

Zum Schluß stellt der Verfasser noch eine Rechnung über die Energieausbeute im Gegensatz zur ungerichteten Antenne an. Für den speziellen Fall der Anwendung von 15 Antennen nach Fig. 1 ergibt sich, daß man mit 1 KW in der bevorzugten Richtung dasselbe erreichen kann, wie mit 180 KW bei Anwendung einer gewöhnlichen Antenne.

Die Société française radioélectrique führt mit Wellenlängen von 70—210 m und Antennenenergien von 10—20 KW Richtungsversuche in dieser Hinsicht aus, wobei das besprochene System von 15 Antennen mitbenützt wird, worüber dann später berichtet werden soll.

A. Scheibe.

Patentschau.

Von **Kurt Deumig.**

Schwingungserzeugung.

Unterdrückung nicht gewollter Schwingungen.

D.R.P 393 047. Schaltungsweise zur Unterdrückung nicht gewollter Schwingungen bei Verwendung mehrerer parallel geschalteter Kathodengeneratoren. Telefunken, Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 26. Oktober 1918 ab. Ausgegeben am 28. März 1924. Zusatz zum Patent 348 911.

Das Hauptpatent 348 911 betrifft eine Schaltungsweise zur Unterdrückung nicht gewollter Schwingungen bei Verwendung eines einzigen Kathodengenerators. Die dabei benutzten Hilfsmittel genügen nicht, wenn es sich um Arbeiten mit mehreren Kathodenröhren handelt. Die vorliegende Erfindung betrifft nun eine bessere Schaltungsweise,

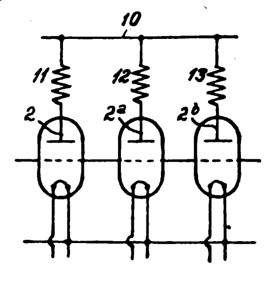


Fig. 1.

die in Fig. 1 veranschaulicht ist. Die Anoden 2, 2a, 2b haben eine gemeinsame Ableitung 10 und sind durch Selbstinduktionen 11, 12, 13 mit dieser Ableitung verbunden. Durch diese Selbstinduktionen wird das Auftreten der inneren Schwingungen vermieden. Es hat sich als zweckmäßig gezeigt, den einzelnen Selbstinduktionen 11, 12 und 13 verschieden große Werte zu geben.

D.R.P. 394 055. Schaltungsanordnung zur Vermeidung nicht gewollter Schwingungen bei Röhrengeneratoren. Bell Telephone Manufacturing Company, Société Anonyme in Antwerpen. Patentiert im Deutschen Reiche vom 12. Dezember 1920 ab. Ausgegeben am 12. April 1924.

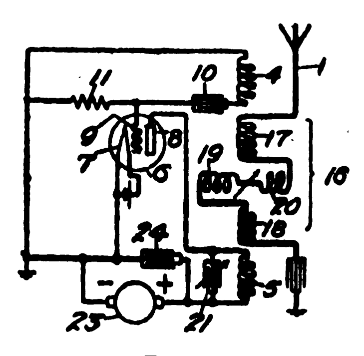


Fig. 2.

Zur Unterdrückung nicht gewollter Schwingungen wird gemäß der Erfindung im Antennenkreis eine variable Induktanz verwendet, welche auch die zusätzliche Funktion eines Kopplungsänderers hat. Vermittels desselben kann die Wellenlänge der Röhre innerhalb eines weiten Bereiches geändert werden, und es kann die durch die Variation der Wellenlänge entstehende Änderung in der Kopplung selbsttätig kompensiert werden. Es ist hierbei von besonderem Vorteil, daß diese Resultate vermittels einer einzigen einstellbaren Einrichtung erreicht werden. Fig. 2 zeigt eine Schaltung und Fig. 3 den neuen Variometer. Dieser Variometer weist Spulengruppen 17 und 18 auf, welche sich zueinander in fester Lage befinden Die Spulengruppen 19

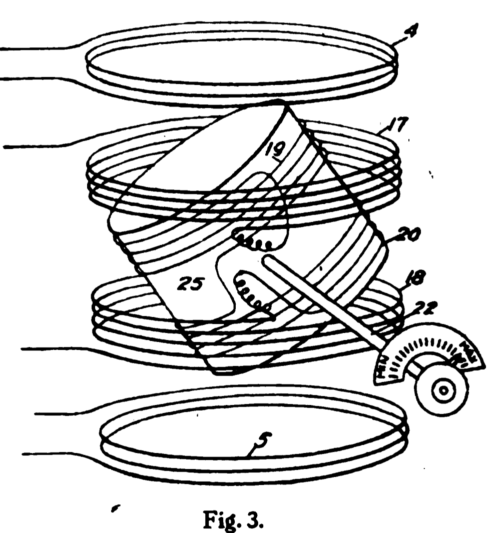


Fig. 3.

und 20, welche ebenfalls fest zueinander angeordnet sind, sind in bezug auf die Windungen 17 und 18 beweglich. Wenn die Ebenen dieser vier Spulen parallel liegen, so wird ein Maximum von Selbstinduktion für die ganze Kombination hervorgerufen. Werden die Spulen 19 und 20 gedreht, so variieren ihre Induktanzen in bezug auf die Spulen 17 und 18 im wesentlichen abhängig vom Kosinus des Verdrehungswinkels. Ein Kondensator 21 liegt im Nebenschluß zur Spule 5 und dient insbesondere dazu, die Konstanten des inneren Kreises so zu verändern, daß eine Absorption von Energie durch innere Schwingungen vermieden wird Dies wird erreicht durch die Tatsache, daß eine Variation im Kondensator 21 eine entsprechende Variation in der Induktanz des Anodenkreises der Röhre hervorruft.

Vakuumröhren.

D.R.P. 392 187. Entladungsröhre mit zwei oder mehr Elektroden zur Erzeugung, Verstärkung, Gleichrichtung und zum Nachweis von elektrischen Schwingungen, Wechselströmen und Stromschwankungen. Dr. Walther Kossel in München. Patentiert im Deutschen Reiche vom 24. Dezember 1916 ab. Ausgegeben am 17. März 1924.

Die Erfindung kennzeichnet sich durch die Anwendung eines magnetischen Feldes und hat den Vorteil, daß die magnetisch beeinflußte Entladung auch ohne weitere Hilfsmittel, z. B. ohne eine Zwischenelektrode, die beabsichtigten Eigenschaften erzielen läßt. Weiterhin kommen die Nachteile der glühenden Elektrode in Wegfall; ebenso kann die

Anwendung einer besonderen Hilfsbatterie, welche regelmäßige Aufladung und eine Kontrolle der konstanten Wirkung verlangt, erspart bleiben. Fig. 4 zeigt ein Ausführungsbeispiel. Zwischen den Polschuhen *N*, *S* eines Magneten sitzt konachsial zu denselben ein zylindrisches Metallstück *M*. Gleichachsig zu diesem ist ein leitender Ring *R*, *R* in der Äquatorialebene des Magnetfeldes angeordnet. Die Polschuhe *N*, *S*, das Metallstück *M* und der leitende Ring *R*, oder zum mindesten die Teile *M* und *R* liegen in einem Vakuumrohr; das Mittelstück *M*, welches mit den Polschuhen

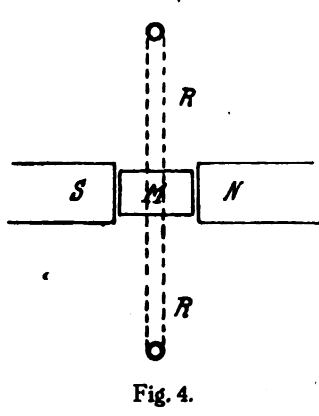


Fig. 4.

N, *S* metallisch verbunden sein kann, dient als Kathode, der Ring *R* als Anode. Durch die Anordnung des Magnetfeldes läßt sich ein Entladungsvorgang mit Spannungen von der Größenordnung von 100 Volt und mit Strömen, die ohne weiteres einige Zehner Milliampere betragen, leicht schon bei tausendsteln Millimeter Druck erreichen. Der Entladungsvorgang spielt sich hierbei im wesentlichen in der Äquatorialebene innerhalb des Ringes *R* ab. Die Erzeugung des magnetischen Feldes erfolgt zweckmäßig durch einen permanenten Magneten, kann jedoch in beliebig anderer Weise erreicht werden.

D.R.P. 392 126. V e r s t ä r k e r r ö h r e m i t f l a c h e r o d e r a b g e f l a c h t e r K a t h o d e Joseph Massolle und Dr. Joseph Engl in Berlin-Grunewald und Hans Vogt in Berlin-Schöneberg. Patentiert im Deutschen Reiche vom 21. Januar 1921 ab. Ausgegeben am 19. März 1924.

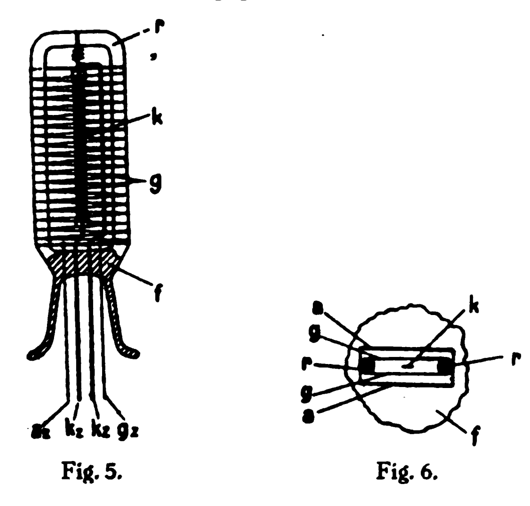


Fig. 5. Fig. 6.

Die Fig. 5 und 6 zeigen ein Ausführungsbeispiel der Erfindung. Mit *a* ist die Anode und *g* das Gitter bezeichnet. Die Kathode *k* ist erfindungsgemäß so eingesetzt, daß ihre flachen Seiten parallel zu der wirksamen Fläche des ersten Gitters stehen, welches als Steuer- oder Raumladungsgitter sowie für jeden anderen Zweck verwendet werden kann. Durch diese Anordnung ist die Möglichkeit gegeben, geringste Abstände zwischen Kathode und Gitter herzustellen, so daß beste Ausnutzung der Kathodenoberfläche gewährleistet ist.

D.R.P. 395 914. G l ü h k a t h o d e n r ö h r e , z. B. f ü r d i e V e r s t ä r k u n g v o n e l e k t r i s c h e n S t r ö m e n , b e i w e l c h e r d i e A r b e i t s k a t h o d e d u r c h e i n e E n t l a d u n g z w i s c h e n i h r u n d e i n e r H i l f s k a t h o d e , d e r g e g e n ü b e r s i e a l s A n o d e w i r k t , g e h e i z t w i r d. Igranic Electric Company Limited in London. Patentiert im Deutschen Reiche vom 10. Juli 1920 ab. Ausgegeben am 24. Mai 1924.

Diese Erfindung unterscheidet sich von den bekannten Glühkathoden dadurch, daß Hauptentladungsraum und Hilfsentladungsraum durch die Arbeitskathode gasdicht voneinander getrennt sind. Das Auftreffen der negativen Zonen der Hilfsentladung gegen die Rückseite der Verstärkungskathode dient zur Erhitzung der letzteren, und da der Heiz-

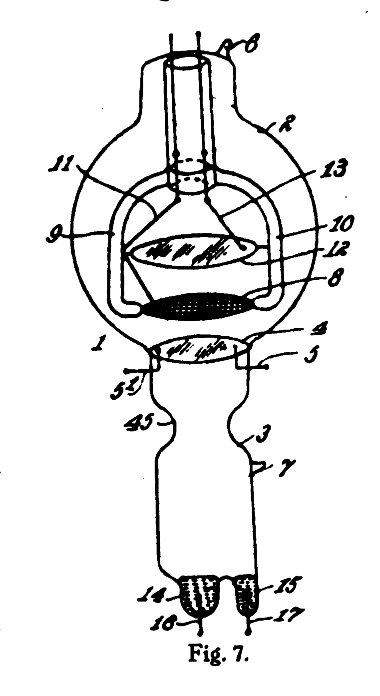


Fig. 7.

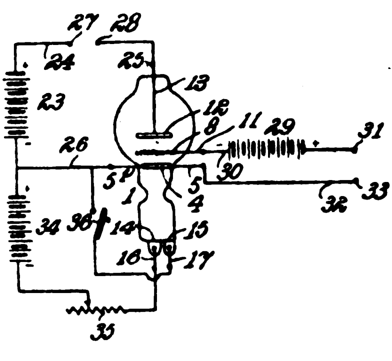


Fig. 8.

strom demnach rechtwinklig zu der Kathodenfläche fließt, findet auf ihrer Oberfläche kein Spannungsabfall statt. Fig. 7 zeigt ein Ausführungsbeispiel. Die Röhre ist in zwei Abteilungen 2 und 3 geteilt, die durch die Verstärkerkathode 4 voneinander getrennt sind. Die Kathode 4 ist scheibenförmig und vollständig dicht in die Röhre eingesetzt. In Fig. 8 ist eine beispielsweise Schaltung mit dieser Röhre dargestellt.

D.R.P. 398 968. **Vakuumröhre mit einer Kathode, einem Steuergitter und einer Anode.** Marconi's Wireless Telegraph Co. Ltd. in London. Patentiert im Deutschen Reiche vom 11. Juni 1920 ab. Ausgegeben am 26. Juli 1924.

Bei den bekannten Röhren ist das Glas der Röhre dem Kathodenstrom ausgesetzt, was zu einer polarisierenden Wirkung führt, die eine Veränderung des Potentials des Gitters und der Anode in bezug auf den Glühdraht erforderlich macht. Zur Vermeidung dieses Nachteils werden nach der Erfindung Gitter und Anode in Gestalt von Zylindern ausgebildet, so daß nicht nur das Glas der Röhre vor dem Kathodenstrom geschützt ist, sondern daß auch, wie es erwünscht ist, Kapazität zwischen Gitter und Anode vorhanden ist. Fig. 9 zeigt eine Röhre *a*, in der ein Glühdraht *b*, ein zylindrisches Gitter *c*, das den Glühdraht umgibt, und eine zylindrische Anode *d* angeordnet ist, die das Gitter umschließt.

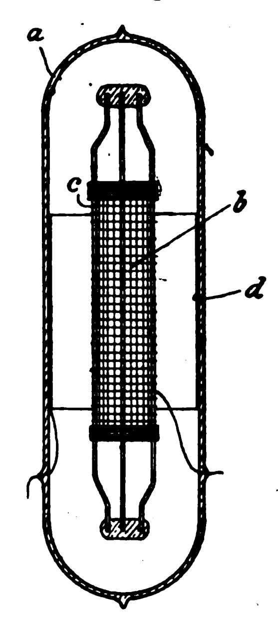


Fig. 9.

D.R.P. 403 492. **Anordnung und Mittel zur Beseitigung der ungleichmäßigen Erhitzung der Glühdrähte in Elektronenröhren.** Marconi's Wireless Telegraph Company Ltd. in London. Patentiert im Deutschen Reiche vom 27. August 1920 ab. Ausgegeben am 6. Oktober 1924.

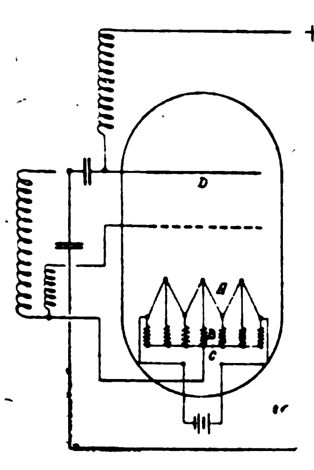


Fig. 10.

Gemäß der Erfindung wird, um die Ungleichmäßigkeit des Erhitzens zu verringern, mit dem Faden an einer Anzahl gleichmäßig längs des Fadens verteilter Punkte eine Anzahl von Widerständen verbunden (Fig. 10), deren andere Enden miteinander verbunden sind und die Verbindung für die Anode bilden. Diese Widerstände müssen genügend groß sein, um zu verhindern, daß Teile des Fadens kurzgeschlossen werden. Durch Verwendung einer großen Anzahl von Widerständen kann man den Emissionsstrom annähernd gleichmäßig zwischen den Widerständen unterteilen und auf diese Weise eine gleichförmige Erhitzung des Fadens erreichen.

Empfangsanordnungen.

D.R.P. 404 180. **Einrichtung zum Empfang drahtloser Signale.** Radio Corporation of America in New York. Patentiert im Deutschen Reiche vom 27. Februar 1921 ab. Ausgegeben am 14. Oktober 1924.

Diese Erfindung bezieht sich auf eine Antennenanordnung, bei der durch besondere Mittel die Reflexion der Wellen verhindert wird, so daß die Energie im wesentlichen in Form von fortschreitenden Wellen aufgenommen wird. Um die Bildung stehender Wellen zu verhindern, wird gemäß der Erfindung das eine Ende oder beide Enden der Antenne über einen Widerstand geerdet, dessen Betrag annähernd gleich dem Wellenwiderstand des Antennendrahtes ist. Ein einfaches Ausführungsbeispiel zeigt Fig. 11. Mit *1* ist der Antennendraht bezeichnet, der in Punkt *2* über den Widerstand *5* und in Punkt *3* über den Empfänger *4* geerdet ist, wobei die Erdungswiderstände ebenso gewählt sind, daß sich fortschreitende Wellen ausbilden. *6* gibt die Sendestation an. Ein weiteres Kennzeichen der Erfindung besteht darin, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Drahtwelle verschieden von der Raumwelle gemacht werden kann, entweder durch Verwendung eines Antennendrahtes von hohem Widerstand oder vergrößerter Kapazität oder aber durch Einfügung von Impedenzen, wie es die Fig. 12 veranschaulicht. Dadurch können längs der Antenne in bestimmten Abständen Nullwerte für den Strom erzielt werden. Schließt man nun den Empfänger an so einem Punkt der Antenne an, in welchem für eine Störfrequenz der Strom Null ist, so wird ein selektiver Empfang erreicht. Zur gleichzeitigen Aufnahme von zwei Wellen mit verschiedener Wellenlänge, von denen die eine in der Richtung der Antenne, die andere aber unter einem Winkel (*Q*) einfällt, sind die in der Antenne in Reihe geschalteten Selbst-

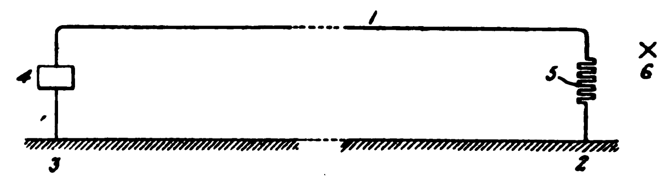


Fig. 11.

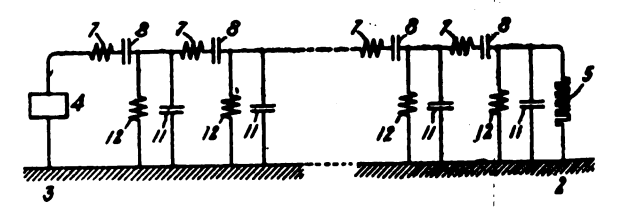


Fig. 12.

induktionen und Kapazitäten so bemessen, daß sie sich für die in der Antennenrichtung ankommenden Wellen neutralisieren, für die zweite Welle aber eine Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Drahtwelle gleich $\frac{c}{\cos \cdot Q}$ (c = Lichtgeschwindigkeit) ergeben.

D.R.P. 404 483. **Anordnung für gerichtete drahtlose Telegraphie und Telephonie.** Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 7. August 1920 ab. Ausgegeben am 18. Oktober 1924.

Diese Erfindung betrifft eine Anordnung für gerichtete drahtlose Telegraphie und Telephonie mit einem Luftleitergebilde aus einer gerichteten und einer ungerichteten Antenne. Sie kennzeichnet sich dadurch, daß Mittel vorgesehen sind, durch die unter Verzicht auf das Maximum der Intensität aus der gewünschten Sende- oder Empfangsrichtung die Charakteristik durch eine rein elektrische Regelung verändert wird, indem die Lage und Breite der toten Winkel durch Bemessung der Amplitüden und Phasen der Ströme in den beiden Antennen eingestellt wird. Fig. 13 zeigt ein Ausführungsbeispiel. 1 ist die vertikale Antenne, 2 die Rahmenantenne, 3 die Abstimmittel der Antenne,

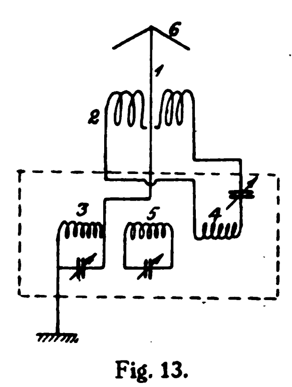


Fig. 13.

4 die des Rahmens, 5 der Sekundärkreis. In diesem Falle wird die ungerichtete Antenne, wenn sie von dem Mittelträger der Rahmenantenne gebildet wird, keinen Überschuß an Strahlungsfähigkeit über die gerichtete Antenne haben. Um dies herbeizuführen, ist es zweckmäßig, die ungerichtete nach oben über den Rahmen zu verlängern und sie dort mit einer Kapazitätsfläche 6 zu versehen.

D.R.P. 404 866. **Anordnung zum gerichteten Empfang elektrischer Wellen.** Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und Karl Schwarz in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 30. Dezember 1920 ab. Ausgegeben am 25. Oktober 1924.

Die Anordnung bezieht sich auf zwei oder mehr aus einzelnen Windungen bestehenden Empfangsgebilden, z. B. Rahmenantennen, und kennzeichnet sich dadurch, daß durch eine Schaltvorrichtung von jedem Gebilde eine bestimmte Zahl von Elementen in Hintereinanderschaltung herausgegriffen werden kann, wobei die Gesamtzahl der herausgegriffenen Elemente einstellbar ist. Der besondere Vorteil der Erfindung besteht darin, daß für jede Wellenrichtung stets die gleiche Anzahl von Windungen herausgegriffen wird, die Gesamtzahl der Windungen und damit Abstimmung und Kopplung zwischen Rahmen und Empfänger stets unverändert bleibt. Ein Beispiel der Erfindung zeigt Fig. 14. Die Richtung der ankommenden Welle sei w. Jeder einzelne Rahmen I und II hat z-Windungen. Es müssen nun a-Windungen des Rahmens I zusammen mit b-Windungen des Rahmens II zum Empfang hintereinandergeschaltet werden, und zwar soll die Summe der Windungen a und b gleich der Windungszahl z eines Einzelrahmens sein. Der Anteil von

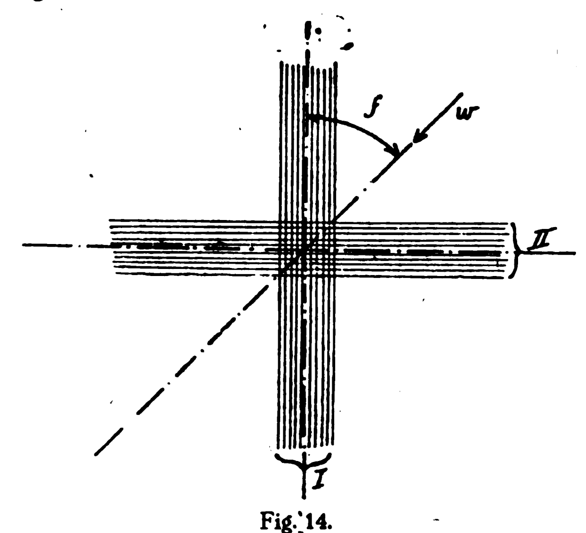


Fig. 14.

a-Windungen des Rahmens I an dem Empfang ist proportional $a \cos f$, der Anteil von b proportional $b \sin f$, wenn f der Einfallwinkel der ankommenden Welle, bezogen auf die Antenne I, ist. Das Maximum der Empfangswirkung wird erzielt, wenn $(a \cdot \cos f + b \cdot \sin f)$ ein Maximum ist. Dies ist der Fall für

$$a = z \cdot \frac{\cos f}{\sin f + \cos f}.$$

Die Ablesung der Richtung, aus der die Welle einfällt, erfolgt an der Stellung des Schalters, der die Windungen der Windungsgruppen herausgreift. Er muß so wirken, daß er die jeweils benutzten Windungen hintereinanderschaltet und die unbenutzten offen läßt. Fig. 15 zeigt einen derartigen Schalter, bei dem die einzelnen Windungen eines Rahmens mit h bezeichnet sind, deren Enden zu Kontakten

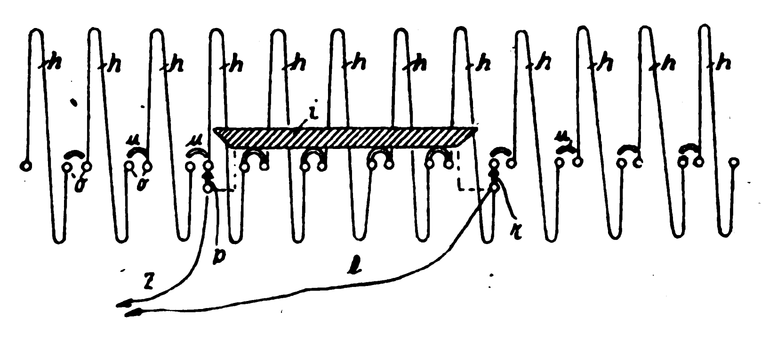


Fig. 15.

o führen; über den Kontakten sind federnde Bügel u angeordnet. Ein Schleifer i kann nun so über eine bestimmte Anzahl von Bügeln geschoben werden, daß er diese auf die Kontakte o niederdrückt und dadurch eine bestimmte Anzahl von Windungsgruppen h hintereinander verbindet. Gleichzeitig mit dem Verschieben des Schleifers werden auch die an ihm befestigten Gleitkontakte p, r verschoben und die eingeschaltete Windungszahl mit dem Empfänger bzw. mit den auf gleiche Weise hintereinandergeschalteten Gruppen des anderen Rahmens verbunden.

D.R.P. 405 584. Empfangsantenne. Radio Corporation of America in New York. Patentiert im Deutschen Reiche vom 15. Januar 1922 ab. Ausgegeben am 4. November 1924. Zusatz zum Patent 404 180.

Die vorliegende Erfindung ermöglicht nun, daß der Empfänger an dem der Sendestation zugekehrten Ende (Fig. 16) oder an einem andern Punkt (Fig. 17) der Antenne angeschlossen werden kann. Dies wird dadurch erreicht, daß man die Welle an dem von der Sendestation entfernten Ende reflektiert und die Antenne selbst als Übertragungsleitung benutzt, um die Ströme zu einer im Zuge der Antenne entfernt bzw. auf entgegengesetztem Ende liegenden Empfangsstation zu leiten.

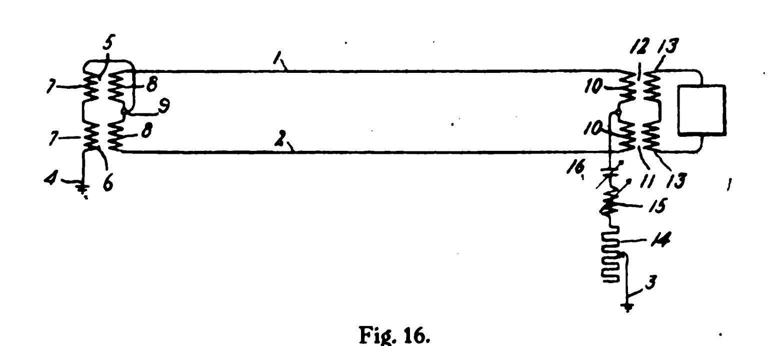


Fig. 16.

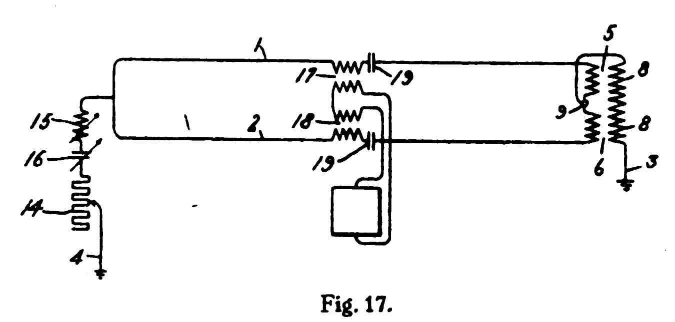


Fig. 17.

Bei dem Hauptpatent 404 180 bildet sich der maximale Stromwert an dem der Sendestation entgegengesetzten Ende aus, so daß dort der Empfänger angeschlossen wird.

Berichtigung.

Die Firma **Transradio,** Aktiengesellschaft für drahtlosen Überseeverkehr in Berlin, schreibt uns:

„In Band 23 Heft 4/5 Ihrer geehrten Zeitschrift von 1924 ist ein Artikel veröffentlicht „Transatlantischer Rahmenschreibempfang", von Otto Schade. In diesem Artikel ist neben der Angabe eines umfangreichen Schaltungsbildes und eines Photos der dazu verwandten Apparaturen die photographische Wiedergabe einer Schreibaufnahme mit Morseschreiber bei hohem Telegraphiertempo veröffentlicht. In dem Artikel steht:

> „Das Telegramm wurde von einem Maschinensender der Station New-Brunswick (Nordamerika) 200 Buchstaben je Minute auf Welle 13 600 m gegeben und ist für Danzig bestimmt. Das Anrufzeichen der Station New-Brunswick ist WJJ. Das Telegramm ist teilweise chiffriert."

Hierzu haben wir folgendes zu bemerken:

Es ist dies nicht die Wiedergabe eines Telegramms, das von New-Brunswick an Danzig gegeben wurde, sondern es ist die Niederschrift eines Telegramms, das die drahtlose Station Nauen nach Nordamerika abgesetzt hat. Es ist natürlich kein Kunststück, hier in Deutschland die von Nauen abgegebenen Telegramme mit Morseschreiber niederzuschreiben. . . . .

Zum besseren Verständnis soll hier folgendes gesagt sein:

Das Telegramm Pr. 520 aus Danzig wurde von dem Sendebeamten etwa am Ende des fünften Streifens des Photos aus irgendeinem Grunde unterbrochen, die Gegenstation mit „WJJ" angerufen und ihr das Zeichen „Bk" gegeben, d. h. „break"; damit wird die Gegenstation darauf aufmerksam gemacht, daß sie unterbrochen wird, (nicht „dk", wie es wiederholt in dem Photo heißt). Außerdem ist die angegebene Wellenlänge keinesfalls richtig gemessen. Nauen sendet mit der Welle 13 km. Es ist anzunehmen, daß der Schreiber des Artikels aus irgendeiner Veröffentlichung, damit seine Angaben den Schein einer Berechtigung haben, die Welle 13 600 für New-Brunswick angenommen hat."

Antwort:

Betr. meinen Artikel „Transatlantischer Rahmenschreibempfang".

Da nur die prinzipielle Aufnahmemöglichkeit von Maschinentelegrammen mittels der gezeigten einfachen Apparatur nachgewiesen werden sollte, wurde das Telegramm bei der Aufnahme durch Ändern der Empfangswelle absichtlich verstümmelt. Es sind daher nur Bruchstücke wiedergegeben, weil der Verfasser, als zurzeit im besetzten Gebiet wohnender, Unannehmlichkeiten vermeiden wollte. Es handelt sich nur um einen einmaligen Versuch mit rein experimentellem Charakter (siehe auch die primitive Zusammenstellung der Apparate und den Hinweis im Artikel). Die Apparatur bestand nur wenige Stunden.

Otto Schade.

Originalartikel, Referate und wissenschaftliche Berichte werden gut honoriert. An Stelle des Honorars werden auch Sonderabdrucke geliefert, deren Höhe von Fall zu Fall bei Einlieferung des Manuskriptes mit der Redaktion zu vereinbaren ist.

Das Inhaltsverzeichnis mit Sachregister von Bd. 24, Jahrg. 1924, vom „Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie" ist diesem Hefte beigefügt.

Dr. Georg Seibt, Berlin-Schöneberg, Hauptstr. 9

Druck: Gebr. Unger, Berlin SW, Bernburger Str. 30.


UNIVERSITY OF MICHIGAN
3 9015 08227 3585

